ROK II — 1934 — Nr. 1. LWÓW, DNIA 25 MARCA.



LWOWSKIE

CZASOPISMO LOTNICZE

ORGAN LABORATORJUM AERODYNAMICZNEGO POLITECHNIKI LWOWSKIEJ I INSTYTUTU TECHNIKI SZYBOWNICTWA

DODATEK DO „CZASOPISMA TECHNICZNEGO"

KOMITET REDAKCYJNY:

Prof. Inż. STANISŁAW ŁUKASIEWICZ, Naczelny Kierownik I. T. S.

Dr. Inż. ZYGMUNT FUCHS, Kierownik Lab. Aerod. Politechniki Lw.

REDAKTOR NACZELNY I ODPOWIEDZIALNY: Dr. Inż. **ZYGMUNT FUCHS.**

Od Kierownictwa Instytutu techniki szybownictwa:

Jedną z pierwszych i nader ważnych potrzeb techniki szybownictwa jest ustalenie i krytyczne uzasadnienie wytycznych dla obliczeń wytrzymałościowych szybowców z uwagi na to, że przedstawiają one maszyny pracujące w warunkach nieco odmiennych od płatowców silnikowych.

Instytut techniki szybownictwa od pierwszych prawie miesięcy założenia podjął prace nad projektem tych wytycznych. Rezultatem tych prac jest niżej podany projekt nazwany projektem „przepisów". Materjał w tym projekcie zawarty ustalony został po dłuższych głębokich i krytycznych rozważaniach, wobec tego ITS sądzi, że okaże on pomoc władzom, upoważnionym do wydawania przepisów oficjalnych. Pozatem ITS uważa, że materjał ten przyczyni się do postępu w konstrukcji szybowców, gdyż pobudzi konstruktorów do głębszego wnikania w podstawy obliczeń i do uzależnienia ich od cech szybowców.

Założeniem w opracowywaniu wytycznych było oprzeć je na możliwie najpewniejszych wyjaśnionych podstawach. Temi byłyby dane doświadczalne. Niestety brak ich jeszcze dla szybowców. Jednem z ważniejszych zadań ITS jest i będzie przeprowadzać badania nad obciążeniami i naprężeniami w częściach szybowca. W braku doświadczeń nad szybowcami trzeba było na razie oprzeć się na tem, co zebrała nauka i doświadczenie dla płatowców silnikowych. Poddano starannej analizie, jak zastosować materjał ten do szybowców.

W pierwszem opracowaniu projektu wytycznych brał udział inż. Wacław Czerwiński. Ostateczna jednak treść projektu, a przedewszystkiem krytyczna analiza możliwych obciążeń szybowca należy do p. Adama Nowotnego.

Ustalenie przepisów — z racji ich nader ważnego znaczenia — nie może być dziełem jednego lub paru nawet zawodowców. Procedura ich opracowania musi pociągnąć do współpracy wszystkich posiadających doświadczenie i musi polegać na wymianie poglądów. Dlatego w interesie sprawy prosimy o uwagi i dyskusję, otwierając dla niej łamy „Lwowskiego Czasopisma Lotniczego".

S. Łukasiewicz.

Projekt ITS przepisów odnoszących się do obliczeń wytrzymałości szybowców.

Projet du réglement de résistance pour planeurs élaboré par l'Institut de la Technique de l'Aviation sans Moteur à Lwów.

Przegląd treści:



Spółczynniki wytrzymałości. Definicje.

W przepisach lotniczych operuje się w ogólności trzema spółczynnikami:

1. Spółczynnik obciążenia dopuszczalnego m, określa stosunek sił mogących wystąpić w locie, wzgl. przy używaniu płatowca, do sił występujących w swobodnym locie jednostajnym. Ponieważ w locie jednostajnym siły aerodynamiczne równoważą ciężar szybowca Q, zatem wypadkowe obciążenie, mogące wystąpić w locie, jest równe $m.Q$. Obciążenie to, winna wytrzymać konstrukcja nie wykazując znaczniejszych odkształceń trwałych.

2. Spółczynnik pewności ν, określa stosunek naprężeń łamiących względnie naprężeń, przy jakich osiągnięta jest praktyczna granica sprężystości materjału (granica 0,2%), do naprężeń, spowodowanych obciążeniami mogącemi wystąpić w locie. Zależnie od materjału (drzewo czy metal), oraz zależnie od rodzaju obciążenia, używa się różnych spółczynników pewności ν.

3. Spółczynnik wytrzymałości n określa stosunek naprężeń łamiących do naprężeń wywołanych siłami występującemi w locie jednostajnym swobodnym (względnie przy postoju szybowca na ziemi). Jeżeliby

prawo proporcjonalności Hooke'a ważne było aż do granicy wytrzymałości doraźnej, wówczas byłoby $n = \nu . m$.

W niniejszych przepisach operuje się wyłącznie spółczynnikiem wytrzymałości n. Wszystkie obciążenia w dalszym ciągu podane, należy rozumieć jako obciążenia łamiące t. zn., że naprężenia wywołane przez te obciążenia nie mogą przekroczyć granicy doraźnej wytrzymałości użytego materjału.

Uwaga: Przy ustalaniu wielkości obciążeń łamiących, przyjęto zależność $n = \nu . m$, przyczem przyjęto dla wszystkich wypadków bez względu na materjał spółczynnik pewności $\nu = 2$. Przyjęcie to uzasadnia się tem, że dla drzewa, które jest głównym materjałem konstrukcyjnym w budowie szybowców, prawo proporcjonalności Hooke'a ważne jest prawie aż do granicy wytrzymałości doraźnej, która schodzi się niemal z granicą elastyczności. Dla gatunków stali używanych w budowie szybowców (Nr. 12—14), granica sprężystości wynosi $\sim 60\%$ granicy wytrzymałości, wobec czego licząc spółczynnikiem n względem wytrzymałości doraźnej, otrzymujemy $2 . 0{,}6 = 1{,}2$ - krotną pewność względem granicy sprężystości.

Oznaczenia.

m spółczynnik obciążenia,
ν spółczynnik pewności,
n spółczynnik wytrzymałości,
Q *kg* ciężar szybowca w locie,
Q_s „ „ skrzydeł,
Q_z „ „ załogi $\geqq 80$ *kg/*osobę,
R_n „ składowa obciążenia wypadkowego, normalna do cięciwy odniesienia,
R_t „ składowa obciążenia wypadkowego, styczna do cięciwy odniesienia,
p, p_s *kg/mb* jednostkowe obciążenia z powodu sił aerodynamicznych i ciężaru własnego płata,
c_y spółczynnik siły nośnej,
$c_{x\,min}$ minimalny spółczynnik oporu całego szybowca,
c_{m_0} spółczynnik momentu względem przedniej krawędzi płata, dla $c_y = 0$,
v_w *m/sek* szybkość wleczenia,
w „ „ prądu wstępującego wzgl. pulsacji pionowej,
S i S_H m^2 powierzchnia nośna płata i usterzenia poziomego,
L_H *m* odległość „środka wyporu" usterzenia poziomego od środka ciężkości szybowca („środek wyporu" usterzenia można przyjąć w $^1/_4$ maksymalnej głębokości usterzenia),
L_1 *m* rzut odległości punktu zaczepienia liny wleczącej od środka ciężkości szybowca na cięciwę odniesienia płata,
l *m* cięciwa odniesienia skrzydła,
x *m* rzut na cięciwę odniesienia skrzydła odległości przedniej krawędzi płata od środka ciężkości szybowca,
i *rad* kąt natarcia,
T *kg* siła ciągu liny wleczącej,
P_n, P_t *kg* składowe wypadkowej aerodynamicznej działającej na płat, normalne i styczne do cięciwy.

I. Obciążenia płata.

Obliczenie wytrzymałości należy przeprowadzić na następujące wypadki:

1. Lot swobodny.
2. Lot wleczony w powietrzu spokojnem.
3. Lot wleczony w powietrzu burzliwem.
4. Lądowanie.

A. Minimalne spółczynniki wytrzymałości płata.

1. Lot swobodny.

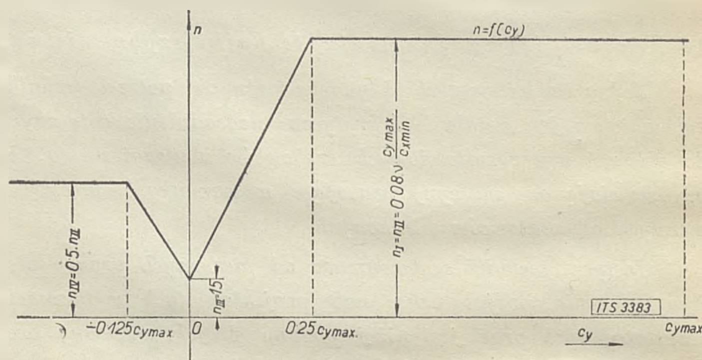
Schemat obciążeń płata, jaki należy przyjąć do obliczeń przedstawia ryc. 1. Spółczynnik wytrzymałości n należy przyjąć jako funkcję c_y, określoną w następujący sposób:

W zakresie od: $c_y = 0{,}25 . c_{y\,max}$ do $c_{y\,max}$:

$$n_I = n_{II} = \text{const} = 0{,}16 \frac{c_{y\,max}}{c_{x\,min}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Dla $c_y = 0$, $n_{III} = 1{,}5$.
Dla $c_y \leqq -0{,}125 . c_{y\,max}$, $n_{IV} = 0{,}5 . n_I$.

Pomiędzy określonemi w ten sposób punktami należy przyjąć linjową zmianę spółczynnika wytrzymałości n w funkcji c_y zgodnie z ryc. 1.



Ryc. 1.
Schemat obciążeń płata. Spółczynnik wytrzymałości n jako funkcja spółczynnika wyporu c_y.

2. Lot wleczony w powietrzu spokojnem.

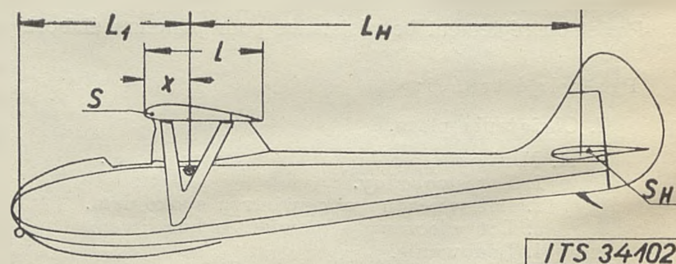
Największą dopuszczalną szybkość wleczenia (za samochodem lub za samolotem), określa wzór:

$$v_{w\,max} = \sqrt{\frac{(n_I - 2)(Q - Q_s)}{2 . k . Q}}\ m/sek, \quad . \quad . \quad (2)$$

gdzie:

$$k = \frac{S_H(L_H + L_1) - c_{m\,0}\, S . l}{Q\left[L_1 + \left(0{,}25 - \frac{x}{l}\right) . l\right]},$$

przyczem oznaczenia podaje ryc. 2.



Ryc. 2.
Oznaczenia wymiarów szybowca, koniecznych do obliczenia wymaganego spółczynnika wytrzymałości płata ze względu na obciążenia w locie wleczonym.

Jeżeli przy projektowaniu wstępnem przewiduje się większe dopuszczalne szybkości wleczenia od wynikających z równania *(2)* po wstawieniu wartości na n_I określonej równaniem *(1)*, wówczas należy przyjąć do obliczeń odpowiednio wyższy spółczynnik wytrzymałości n_I.

3. Lot wleczony w powietrzu burzliwem.

Maksymalną dopuszczalną szybkość wleczenia w powietrzu burzliwem (o silnych prądach wstępujących) określa wzór:

$$v_{w_{max}} = \frac{n_l - 2}{2 . w . \frac{S}{Q} . \frac{dc_y}{di} . \frac{1}{16} . \eta} \; m/sek, \quad . \quad . \quad (3)$$

przyczem należy przyjąć:

$$w \geqq 10 \; m/sek; \qquad \eta \geqq 0{,}7.$$

Uwaga: Równanie *(3)* uwzględnia górną granicę obciążeń mogących wystąpić przy wyjątkowo silnych prądach wstępujących o szybkości $w = 10 \; m/sek$. Wobec zbyt małej ilości danych doświadczalnych niemożliwem jest jeszcze dzisiaj podać koniecznej granicy bezpieczeństwa. Zasadniczo do obliczenia szybowców wystarczy przyjąć dopuszczalną szybkość wleczenia według wzoru *(2)*, jednak szybkość dopuszczalna w powietrzu burzliwem winna być uwidoczniona na kadłubie szybowca jako wskazówka i przestroga dla pilota.

4. Lądowanie.

Spółczynnik wytrzymałości, w wypadku obciążenia siłami masowemi występującemi przy lądowaniu, które należy rozłożyć wzdłuż powierzchni płata zgodnie z jego konstrukcją należy przyjąć:

$n_L = 8$ dla sił normalnych do powierzchni płata, oraz $n_L' = 4$ dla sił stycznych.

Obliczenie należy przeprowadzić dla każdego kierunku oddzielnie.

W wypadku płata podpartego zastrzałami względnie linkami, dopuszczalne jest przyjęcie spółczynnika $n''_L = (n_L - 1)$ dla usztywnień zewnętrznych płata, o ile ze względu na obciążenia w locie nie jest konieczny wyższy spółczynnik wytrzymałości.

B. Rozkład obciążeń.

1. Rozkład obciążeń wzdłuż rozpiętości płata.

Przy wyznaczaniu rozkładu obciążeń wzdłuż rozpiętości płata należy się zasadniczo oprzeć na pomiarach rozkładów ciśnień wykonanych w tunelu aerodynamicznym. W razie niemożności przeprowadzenia takich pomiarów względnie jeżeli wyniki znanych pomiarów nie dadzą się uogólnić na płat rozpatrywany, dopuszczalne jest przyjąć rozkład obciążeń wzdłuż rozpiętości płata proporcjonalny do cięciw, t. zn. kształt rozkładu podobny do kształtu obrysu płata w wypadku, gdy profil i kąt natarcia są stałe wzdłuż całej rozpiętości płata.

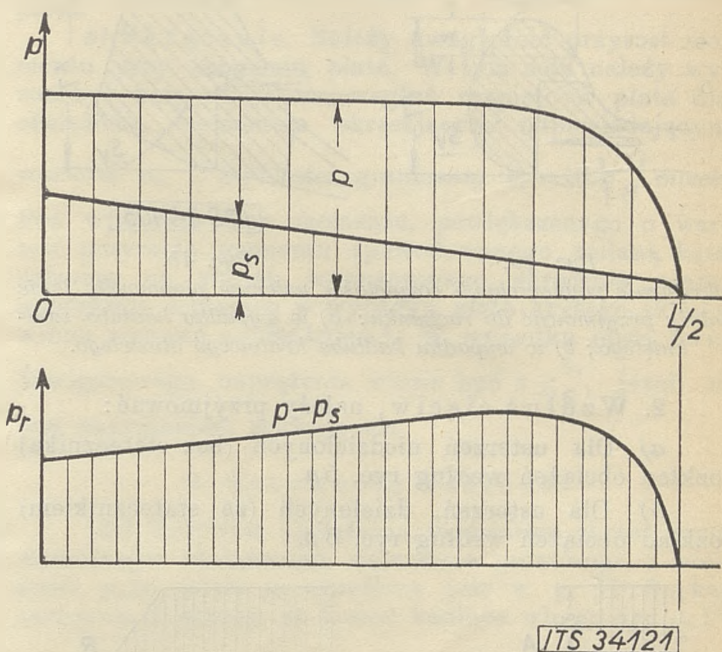
Dla płatów o zmiennym profilu, rozkład obciążeń proporcjonalny do cięciw dopuszczalny jest tylko wtedy, gdy kąt natarcia maleje ku końcom płata. Kąty natarcia należy przytem liczyć względem linij zerowych wyporów profilów płata, a nie względem „cięciw".

W wypadku płata zwichrzonego w ten sposób, że kąty natarcia rosną ku końcom płata, należy przyjąć rozkład proporcjonalny do iloczynów z cięciwy i spółczynnika wyporu profilu danego przekroju płata $c_{yn} . l_n$. Za podstawę należy przytem przyjąć biegunowe profilów rozpatrywanych przekrojów płata, przeliczone na wydłużenie równe wydłużeniu płata. W razie posiadania jedynie biegunowych profilów w środku i na końcach płata, dopuszczalne jest przyjęcie linjowej zmiany c_y pomiędzy środkiem a końcami płata o ile profile pośrednie otrzymano jako przekroje powierzchni prostokreślnej i rozwijalnej, której przekroje końcowe są znanemi profilami w środku i na końcu płata.

Pożądanem jest wyznaczenie rozkładu obciążeń wzdłuż rozpiętości płata metodami ściślejszemi.

2. Ciężar rachunkowy.

Operowanie w obliczeniach wytrzymałości płata t. zw. ciężarem rachunkowym *($Q - Q_s$)* dozwolone jest tylko wtedy, jeżeli rozkład wyporu i rozkład ciężaru własnego płata wzdłuż rozpiętości są geometrycznie podobne. W innych wypadkach należy wyjść z wypadkowego rozkładu obciążeń (ryc. 3).



Ryc. 3.

Rozkład wyporu wzdłuż rozpiętości płata $p = f(L)$ o obrysie trapezowym zwichrzonego w ten sposób, że kąt natarcia rośnie ku końcom płata, oraz rozkład ciężaru własnego $p_s = f(L)$. Rozkład wypadkowy $(p - p_s) = f(L)$ obciąża silniej końce płata.

II. Obciążenia usterzeń.

A. Usterzenie poziome.

Obciążenie usterzenia, dla którego należy przeprowadzić dowód wytrzymałości, należy wyznaczyć z warunku równowagi około środka ciężkości:

$$p_H = \frac{M}{L_H \cdot S_H} n, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

przyczem M jest funkcją c_y, określoną krzywą momentów płata względem środka ciężkości szybowca, a wyznaczoną z wyników pomiarów tunelowych, a zarazem n jest funkcją c_y określoną w rozdziale *I. A.* 1.

W wypadku gdy maxymalne otrzymane w ten sposób obciążenie jest mniejsze od 150 kg/m^2, należy przyjąć do obliczeń conajmniej 150 kg/m^2.

B. Usterzenie pionowe.

Usterzenie pionowe należy obliczyć na działanie pulsacji bocznej. Obciążenie niszczące jest w tym wypadku:

$$p_v = \frac{1}{8} . v_w . w . \frac{dc_{n_v}}{di}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

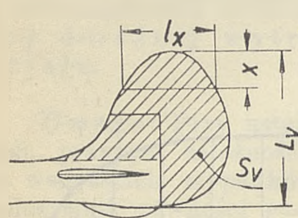
przyczem $w = 10 \; m/sek$, zaś v_w należy przyjąć równe maksymalnej dopuszczalnej szybkości wleczenia obliczonej z równania *(2)* dla szybowców przeznaczonych do wleczenia, oraz $v_w = 10\sqrt{\frac{Q}{S}}$ dla wszystkich innych szybowców.

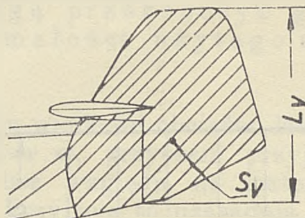
Obciążenia łamiące przyjęte do rachunku nie mogą być mniejsze od 150 kg/m^2.

C. Rozkład obciążeń na usterzeniach.

1. Wzdłuż rozpiętości usterzeń należy przyjmować rozkład obciążenia proporcjonalny do cięciw.

Określenie rozpiętości, powierzchni oraz cięciw usterzenia, jakie należy przyjąć do rachunku podaje ryc. 4.



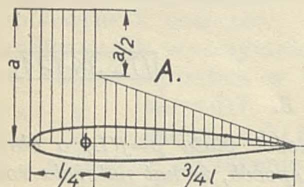


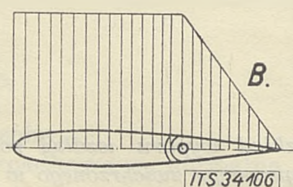
Ryc. 4 a. *Ryc. 4 b.*
Określenie powierzchni i rozpiętości usterzeń pionowych, jakie należy przyjmować do rachunku: a) w wypadku kadłuba zamkniętego; b) w wypadku kadłuba kratowego otwartego.

2. Wzdłuż cięciw, należy przyjmować:

a) Dla usterzeń niedzielonych (bez statecznika) rozkład obciążeń według ryc. 5 *a*.

b) Dla usterzeń, dzielonych (ze statecznikiem) rozkład obciążeń według ryc. 5 *b*.



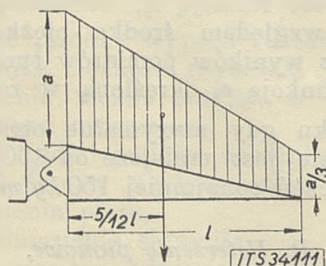


Ryc. 5 a. *Ryc. 5 b.*
Rozkłady obciążeń wzdłuż cięciwy, przyjęte dla usterzeń: a) usterzenie niedzielone (bez statecznika); b) usterzenie dzielone (ze statecznikiem).

D. Lotki.

Lotki należy przeliczyć na obciążenie 150 kg/m^2.

Rozkład obciążeń wzdłuż rozpiętości lotki należy przyjąć proporcjonalny do cięciw, wzdłuż cięciw według ryc. 6.



Ryc. 6.
Rozkład obciażeń wzdłuż cięciwy lotek.

III. Obciążenia kadłuba.

Kadłub należy przeliczyć na działanie następujących sił:

1. Siły pochodzące od opierzeń;
2. Siły masowe od załogi w locie;
3. Siły skupione od liny startowej względnie wleczącej;
4. Siły masowe występujące przy lądowaniu;
5. Siły pochodzące od niesymetrycznego obciążenia płata (tylko dla szybowców akrobacyjnych).

1. Obciążenia kadłuba z powodu opierzeń.

Kadłub należy przeliczyć na równoczesne działanie sił wynikających z obciążeń przyjętych dla opierzeń określonych w rozdz. II. (Równoczesne zginanie i skręcanie, po 100% sił od opierzenia poziomego i pionowego).

2. Obciążenie siłami masowemi w locie.

Kabiny pilota względnie załogi muszą wytrzymać obciążenie siłami masowemi przyłożonemi w środkach ciężkości pilota względnie załogi prostopadle do cięciwy płata o wielkości $n_I . Q_z$, gdzie n_I określone jest w rozdziale I. *A*. 1, zaś ciężar załogi należy przyjmować $Q_z \geqq 80$ *kg*/1 osobę. Środki ciężkości należy przyjmować w odległości conajmniej 500 *mm* przed oparciem głowy.

3. Obciążenia od liny startowej.

a) Haki startowe, ich zamocowanie, oraz cały kadłub, winne wytrzymać obciążenie siłą skupioną równą 1000 *kg*, przechodzącą przez linję wyznaczoną przez haki przedni i tylny.

b) Szybowce, które mogą być wleczone (za samochodem lub za samolotem), powinne wytrzymać obciążenie siłą skupioną, zaczepioną na haku przednim a prostopadłą do cięciwy profilu, o wielkości:

$$T = \frac{v_w{}^2_{max}}{8} \cdot \frac{S_H \cdot L_H}{L_1}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

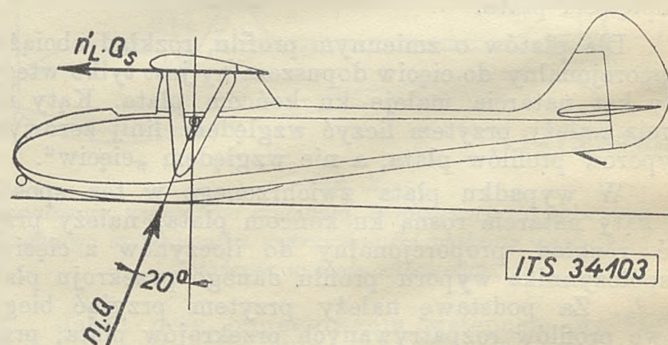
gdzie v_w jest dopuszczalną szybkością wleczenia według równania *(2)*.

Jeżeli z powyższego równania otrzymana siła jest mniejsza od 800 *kg*, należy przyjąć do rachunku conajmniej 800 *kg*.

4. Obciążenia przy lądowaniu.

Spółczynnik wytrzymałości dla wszystkich szybowców $n_L = 8$, dla przyjętej amortyzacji zapomocą krążków gumowych. Dopuszczalne są niższe spółczynniki wytrzymałości na lądowanie, o ile zastosowano odpowiednią amortyzację. Do obliczenia koniecznej pracy amortyzacji należy przytem przyjąć wolny spadek z wysokości $\geqq 0{,}2$ *m*.

a) Lądowanie na płozę. Płozę i skrzynkę, względnie odpowiednią część kadłuba, należy przeliczyć na obciążenie siłą skupioną przechodzącą przez środek ciężkości i nachyloną pod kątem 20° względem normalnej do cięciwy profilu płata (ryc. 7) o wielkości $Q . n_L$.

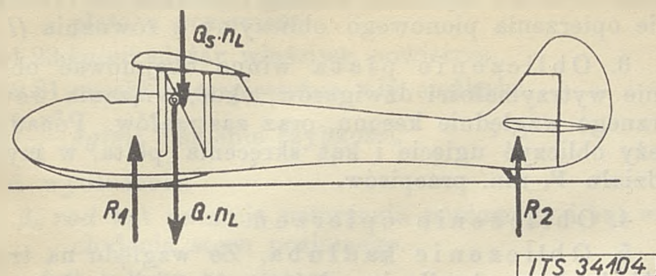


Ryc. 7.
Lądowanie na płozę: Szybowiec ląduje z dużą szybkością.

b) Lądowanie na 2 punkty (ryc. 8). Kadłub winien wytrzymać obciążenie siłą skupioną przechodzącą przez środek ciężkości i prostopadłą do płaszczyzny lądowania o wielkości $Q . n_L$.

c) Uderzenie końcem płata o ziemię. Wieżyczkę kadłuba i umocowanie płata w kadłubie

należy przeliczyć na działanie siły skupionej równej 50 *kg* zaczepionej na końcu skrzydła, równoległej do cięciwy profilu i skierowanej do tyłu.



Ryc. c.
Lądowanie na 2 punkty (z przepadaniem).

5. Obciążenia kadłuba z powodu niesymetrycznego obciążenia, działającego na płat w akrobacji.

Dla szybowców przeznaczonych do akrobacyj należy przeliczyć umocowanie płata na kadłubie, wieżyczkę kadłuba oraz zastrzały na obciążenie niesymetryczne, wynikające z przyjęcia dla jednej połówki obciążeń normalnych R_n i stycznych R_t do cięciwy odniesienia, odpowiadających maximum dodatniemu, dla drugiej zaś połówki płata odpowiadających maximum ujemnemu obciążeń stycznych R_t, wynikających z linij wpływowych dla obciążeń płata (porównaj „Uwagi odnoszące się do sposobu przeprowadzania obliczeń“ p. 2. na końcu niniejszych przepisów). Rozkład obciążeń wzdłuż rozpiętości poszczególnych połówek płata należy w tym wypadku przyjąć w formie prostokątów.

6. Siedzenie pilota względnie załogi.

Dla szybowców bez kabinki (otwarte siedzenie), siedzenie pilota winno wytrzymać obciążenie normalne i równomiernie rozłożone na powierzchnię siedzenia, o wielkości $Q_z \cdot (n_L - 1)$, przyczem $n_L = 8$. oraz obciążenie styczne do powierzchni siedzenia i prostopadłe do płaszczyzny symetrji szybowca równe $n_I \cdot Q_z$.

Dla szybowców kabinkowych, siedzenie winno wytrzymać obciążenie normalne o wielkości $Q_z (n_I - 1)$, gdzie n_I określa równanie (1).

IV. Sterownice.

Przy obliczeniu wytrzymałości całego układu dźwigni, linek i drążków, stanowiących mechanizm sterowy, należy w zasadzie wyjść od sił wywieranych przez pilota, a przyłożonych na drążku sterowym względnie orczyku. Jedynie w wypadku, gdy wynikające stąd siły na dźwigniach sterów są mniejsze od sił wynikających z obciążeń przyjętych dla sterów, należy wyjść z obciążenia sterów.

Należy przyjmować następujące siły wywierane przez pilota jako łamiące:

a) Siła 100 *kg* na drążek sterowy, od pilota i do pilota (sterowanie sterem wysokości).

b) Siła 50 *kg* na drążek sterowy w prawo i w lewo od pilota (sterowanie lotkami).

b') Siła 25 *kg* na obwodzie koła sterowego od każdej ręki (w wypadku zastosowania koła sterowego).

c) Siła 100 *kg* na każdą stronę orczyka lub na każdy pedał (sterowanie sterem kierunkowym).

V. Sztywność konstrukcji.

Niezależnie od obliczenia naprężeń występujących w poszczególnych elementach pod wpływem określonych powyżej obciążeń, należy równocześnie obliczyć odkształcenia poszczególnych elementów. W szczególności należy przeprowadzić dowód dostatecznej sztywności płata, kadłuba i opierzeń.

1. Sztywność płata.

a) Zginanie. Maksymalne dopuszczalne ugięcie płata dla spółczynnika obciążenia $m = 1$ winno wynosić $f \leqq 0{,}02 . L$, jeżeli L jest długością wolnonośnej części płata.

b) Skręcanie. Należy uwzględnić przyrost momentu przy skręceniu płata. W tym celu należy wyznaczyć kąty skręcania wzdłuż rozpiętości płata dla obciążenia momentem skręcającym odpowiadającym wartości c_{m_0} i szybkości granicznej $v_g = 16 \sqrt{\frac{Q}{S}}\ m/sek.$ Pod wpływem tego momentu, powiększonego o wartość przyrostu momentu spowodowanego zmianą kąta natarcia na skutek wyznaczonego skręcenia płata, naprężenia ścinające w wypadku płata krytego sklejką winne wynosić $\tau \leqq 80\ kg/cm^2$. W wypadku płata dwudźwigarowego, naprężenia winne być $\sigma \leqq \frac{\sigma_r}{2}$, jeżeli σ_r jest naprężeniem zrywającem.

2. Sztywność kadłuba.

Pod wpływem obciążenia momentem skręcającym wywołanym obciążeniem usterzenia pionowego o wielkości $p_v/2$, gdzie p_v określone jest w p. II. *B.*, kąt skręcania mierzony na końcu kadłuba winien być $\leqq 1^0$.

3. Sztywność usterzeń.

Kąt skręcenia sterów, ustalonych przez zamocowanie końca dźwigni sterowej, pod wpływem $^1/_2$ wartości obciążenia określonego w p. II. winien być $\leqq 3{,}5^0$.

Uwagi odnoszące się do sposobu przeprowadzenia obliczeń*).

Obliczenia wytrzymałości winne być podane w sposób możliwie przejrzysty, umożliwiający szybką kontrolę. Przy obliczeniu poszczególnych elementów, należy każdorazowo podać numer rysunku konstrukcyjnego i numer części. Celowem będzie zestawienie obliczeń według następującego schematu:

1. Założenia.

a) Zestawienie zasadniczych wymiarów i spółczynników koniecznych dla ustalenia obciążeń.

b) Wyniki pomiarów tunelowych:

W myśl wskazówek wyrażonych przez prof. Witoszyńskiego na ostatniem zebraniu PKS, podstawą obliczeń winna być „biegunowa równowagi“. Należy również podać wyniki dmuchań stateczności podłużnej oraz kierunkowej, które jakkolwiek nie należą bezpośrednio do obliczeń wytrzymałości w myśl niniejszych przepisów, stanowią pewien dowód bezpieczeństwa konstrukcji ze względu na własności w locie. Wreszcie należy w miarę możności podać wyniki pomiarów rozkładu wyporu wzdłuż rozpiętości płata zgodnie z rozdziałem I. B. niniejszych przepisów.

c) Zestawienie ciężarów.

d) Ustalenie spółczynników wytrzymałości płata i obliczenie dopuszczalnej szybkości wleczenia.

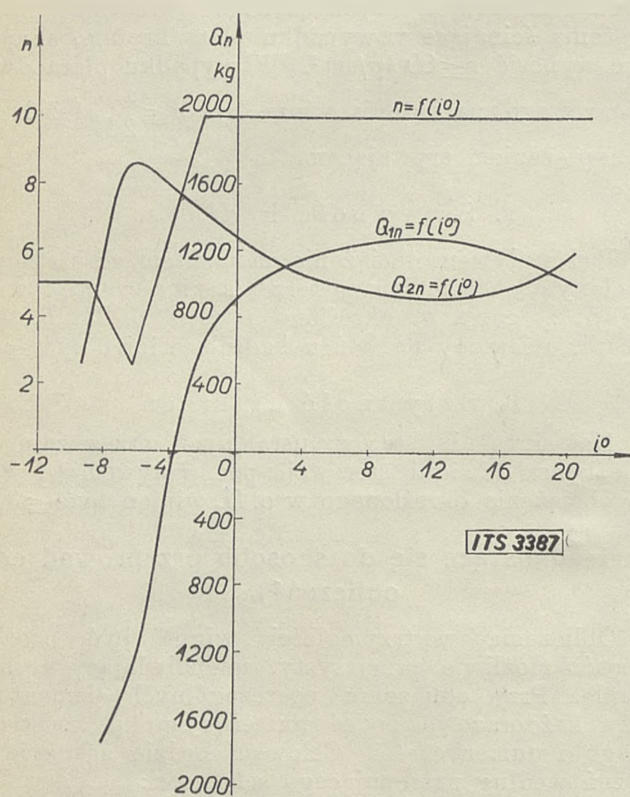
*) Celem ujednostajnienia i ułatwienia konstruktorom wykonania a organom kontrolującym szybkiego sprawdzenia obliczeń, ITS opracowuje schematy i tabele dla obliczenia obciążeń oraz wytrzymałości typowych konstrukcyj stosowanych w budowie szybowców. Materjały te, ITS wysyłać będzie zainteresowanym na żądanie.

2. Obliczenie obciążeń płata i opierzeń.

a) Wyznaczenie obciążeń płata:

Wychodząc z biegunowej płata, należy wyznaczyć obciążenia normalne $R'_n = (P_n - Q_{sn})$ i styczne $R'_t = (P_t - Q_{st})$ w funkcji spółczynnika wyporu względnie kąta natarcia płata. Następnie obliczymy obciążenia łamiące $R_n = n . R'_n$ względnie $R_t = n . R'_t$ jako funkcje c_y, przyczem zmiana n określona jest w rozdziale *I. A. 1.*

W analogiczny sposób otrzymamy obciążenie momentem skręcającym w funkcji c_y. W przypadku płata dwudźwigarowego należy stąd wyznaczyć obciążenia każdego z dźwigarów. Przykład otrzymanych w ten sposób linij wpływowych dla płata dwudźwigarowego podaje ryc. 9. Dowód wytrzymałości należy przeprowadzić dla maximów owych linij wpływowych.



Ryc. 9.

Przykład linij wpływowych dla obciążeń płata: spółczynnik wytrzymałości n oraz obciążenia normalne $Q_{1n} = R_{1n}$ przedniego dźwigara, oraz obciążenia normalne $Q_{2n} = R_{2n}$ tylnego dźwigara płata dwudźwigarowego.

b) Wyznaczenie obciążeń opierzeń:

Obciążenia opierzenia poziomego należy wyznaczyć z linji wpływowej dla momentu płata względem środka ciężkości szybowca według równania *(4)*. Obciążenie opierzenia pionowego obliczymy z równania *(5)*.

3. Obliczenie płata winno obejmować obliczenie wytrzymałości dźwigarów, okuć, wiązania wewnętrznego względnie kesonu, oraz zastrzałów. Ponadto należy obliczyć ugięcie i kąt skręcenia płata, w myśl rozdziału *V.* nin. przepisów.

4. Obliczenie opierzeń.

5. Obliczenie kadłuba. Ze względu na trudność ścisłego określenia sił i sposobu ich rozłożenia wzdłuż kadłuba w locie przyśpieszonym, dozwolone jest przeprowadzenie dowodu wytrzymałości dla poszczególnych części kadłuba oddzielnie. W tym celu można podzielić kadłub na część przednią i tylną, przyjąwszy każdorazowo ich utwierdzenie w głównych okuciach łączących kadłub z płatem. Część tylną należy przeliczyć na równoczesne zginanie i skręcanie wyznaczając równocześnie kąty skręcania, część przednią natomiast przeliczymy na lądowanie i siły masowe, oraz siłę skupioną od liny wleczącej.

6. Obliczenie sterownicy, haków i t. p.

RÉSUMÉ.

Le présent projet comprend la totalité du règlement relatif aux charges que l'on doit admettre dans le calcul de la résistance des planeurs. Dans ce projet, on a introduit, au lieu des coefficients de résistance constants pour l'aile, des coefficients de résistance dépendant des propriétés aérodynamiques du planeur. Un schéma simplifié donne la variation du coefficient de résistance en fonction de l'angle d'attaque de l'aile respectivement du coefficient de portance. Le calcul ne s'effectue pas pour des cas de vol certains déterminés d'avance, mais pour les maxima des efforts résultant des lignes d'influence qui donnent la variation de la charge pour tout l'intervalle des angles d'incidence de l'aile utilisé en vol. Des conditions supplémentaires pour les planeurs qui seront remorqués à l'automobile ou à l'avion déterminent la vitesse maximum de remorque en air calme et agité, en fonction du coefficient de résistance de l'aile. Sont données ensuite les charges qu'il faut admettre pour les empennages, les fuselages, la commande etc., des conditions provisoires relatives à la rigidité de l'aile, des empennages et du fuselage, en particulier pour la torsion et, finalement, on a fourni des indications générales concernant la manière d'effectuer les calculs.

Adam Nowotny.

O obciążeniach szybowców w locie.

Sur les efforts des planeurs en vol.

Przegląd treści:

Niektóre oznaczenia stosowane w tekście.

Oznaczenia zgadzają się z oznaczeniami stosowanemi i objaśnionemi w projekcie przepisów ITS (patrz artykuł poprzedni). Ponadto użyto następujących oznaczeń:

c_{m_0} spółczynnik momentu wzgl. przedniej krawędzi płata dla $c_y = 0$.

c_r spółczynnik wypadkowej aerodynamicznej.

c_{ms} spółczynnik momentu płata względem środka ciężkości szybowca.

$c_{x\,min_0}$ minimalny spółczynnik oporu szybowca wzorcowego.

$c_{n\,II}$ spółczynnik składowej siły aerodynamicznej działającej na opierzenie poziome, normalnej do cięciwy usterzenia.

φ, ϑ kąt toru i kąt, jaki tworzy cięciwa odniesienia płata z poziomem.

$\gamma=1{,}23\ kg/m^3$ ciężar właściwy powietrza.

$g=9{,}81\ m/sek^2$ przyspieszenie siły ciężkości.

$q=\frac{\varrho \cdot v^2}{2}\ kg/m^2$ ciśnienie szybkości.

Λ wydłużenie.

i_H, β_{II} *rad* kąt natarcia usterzenia poziomego i kąt wychylenia steru poziomego.

ε kąt spływu za płatem,

i_0, c_{y_1} kąt natarcia płata i spółczynnik wyporu, przy jakich szybowiec jest wyważony.

v_I, v_g m/sek szybkość jednostkowa i szybkość graniczna w locie nurkowym.

b, C, C' spółczynniki określone w tekście.

μ, $\varkappa$, ξ, ζ spółczynniki charakteryzujące stateczność szybowca, określone w tekście.

$I\ m.kg.sek^2$ moment bezwładności szybowca względem osi normalnej do płaszczyzny symetrji a przechodzącej przez środek ciężkości.

t sek czas.

$c_{y\,max\,d}$, $c_{y\,max\,st}$ maksymalny spółczynnik siły nośnej przy nagłej zmianie kąta natarcia, oraz w spoczynku.

Liczby ujęte w klamrę [ ] odnoszą się do liczb porządkowych spisu literatury umieszczonego na końcu artykułu.

I. Problem.

W związku z opracowywaniem w Instytucie Techniki Szybownictwa projektu przepisów odnoszących się do wytrzymałości szybowców, zaszła potrzeba poddania analizie zagadnienia obciążeń szybowców, mogących wystąpić w locie.

Dzięki wyśrubowanym własnościom aerodynamicznym, oraz z powodu wyjątkowego charakteru lotu, polegającego jedynie na celowem wyszukiwaniu o ile możności jak najsilniejszych prądów wstępujących, szybowce należą do bardzo silnie natężanych konstrukcyj lotniczych. Zagadnienie wytrzymałości konstrukcyj lotniczych, koniecznej z jednej strony dla bezpieczeństwa, z drugiej zaś strony ograniczającej w sposób niepożądany wyczyny osiągalne w locie, można podzielić na dwie zasadnicze grupy: Do pierwszej należy zagadnienie obciążeń, jakim może podlegać konstrukcja w locie, do drugiej — zagadnienie właściwej wytrzymałości konstrukcji, poddanej żądanym obciążeniom.

Podczas gdy zagadnienie właściwej wytrzymałości konstrukcji można uważać za rozwiązane w zadowalającym stopniu, ponieważ można tu korzystać z obszernie rozbudowanej nauki o wytrzymałości konstrukcji a pozatem dla upewnienia przeprowadzić próby statyczne, a nawet dynamiczne według opracowanej już techniki pomiarowej, o tyle zagadnienie obciążeń, jakie winna wytrzymać konstrukcja nie jest jeszcze dostatecznie rozstrzygnięte. Opierając się głównie na doświadczeniu z wypadków lotniczych, oraz na statystyce spółczynników wytrzymałości konstrukcyj latających, ustala się co pewien czas pewne spółczynniki wytrzymałości w formie liczb oderwanych i ujmuje je w „przepisy“. Zmuszał do tego szybki rozwój lotnictwa, któremu nie może dotąd nadążyć kształtująca się dopiero nowa gałąź wiedzy. Stan taki pociągać za sobą musi wielką liczbę ofiar. Klasycznym przykładem fatalnych skutków martwych spółczynników dotychczasowych przepisów lotniczych, są choćby ostatnie wypadki samolotów turystycznych biorących udział w zeszłorocznych zawodach międzynarodowych. Niebezpieczeństwo powtórzenia się takich seryj grozi lotnictwu tak długo, dopóki nie zerwie się ostatecznie z oderwanemi spółczynnikami wytrzymałości, które jako oparte jedynie na statystyce maszyn istniejących zawieść mogą zawsze, ilekroć pojawią się samoloty odbiegające nieco od normy dotychczasowej.

Skutkiem tego stanu rzeczy istnieje obecnie olbrzymia dysproporcja między wysiłkiem zwróconym na nieprawdopodobnie nieraz drobnostkowe obliczenie wytrzymałości konstrukcji dla „przepisanych“ obciążeń, a sposobem ustalania sił działających na konstrukcję na podstawie bardzo ograniczonych i niepewnych ciągle jeszcze „przepisów“.

Toteż w nowszych przepisach dla lotnictwa silnikowego daje się ostatnio zauważyć tendencja do ostatecznego zerwania z nierozciągliwemi, stałemi spółczynnikami wytrzymałości. Idealnem byłoby całkowite zerwanie z wszelkiemi przepisami, a oddanie zamiast nich konstruktorom dostatecznie obszernego materjału doświadczalnego i należycie wypracowanych metod analitycznych zezwalających na zupełnie pewne określenie obciążeń mogących wystąpić w locie, indywidualnie dla każdego typu płatowca.

Znane dotychczas przepisy szybowcowe operują jeszcze wyłącznie stałemi spółczynnikami. Nic też dziwnego, że przepisy te (np. niemieckie) ulegają nieustannie zmianom. Przystępując w Instytucie Techniki Szybownictwa do opracowania projektu przepisów dla wytrzymałości szybowców należało więc przedewszystkiem rozpatrzyć kwestję obciążeń mogących wystąpić w locie, celem ustalenia możliwie elastycznych i zgodnych z rzeczywistością spółczynników obciążenia. Praca ta była również konieczną dla należytego zorjentowania się jakie i z jakiego punktu widzenia należy prowadzić rozpoczęte przez ITS pomiary szybowców w locie, celem zdobycia koniecznego materjału doświadczalnego. Podajemy ją do wiadomości, celem umożliwienia zainteresowanym krytycznego rozpatrzenia proponowanych przepisów, a zarazem celem ułatwienia konstruktorom wglądnięcia w istotę zjawiska obciążeń w locie.

II. Lot swobodny.

1. Wyskok idealny.

W locie jednostajnym ogół sił aerodynamicznych równoważy ciężar szybowca. Jednak tylko zupełnie wyjątkowo szybowiec znajduje się w locie jednostajnym. Czy to z powodu burzliwości powietrza, czy też z powodu nagłego wychylenia steru, możliwa jest nagła zmiana kąta natarcia płata. Ponieważ przytem szybkość szybowca w pierwszej chwili nie ulega zmianie, zmieni się więc wielkość wypadkowej aerodynamicznej. Nadmiar wyporu powoduje przyspieszenie szybowca, równoważąc siły masowe o wielkości $m.Q$.

Jeżeli szybowiec leciał z szybkością v_0 lotem jednostajnym, wówczas było:

$$Q=c_r.\frac{\varrho}{2}.S.v_0^2. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Przy nagłej zmianie kąta natarcia płata szybkość v_0 w pierwszej chwili nie zmieni się, natomiast zmieni się spółczynnik wypadkowej aerodynamicznej z c_{r_0} na na c_{r_1} i mamy nowy warunek równowagi:

$$m.Q=c_{r_1}.\frac{\varrho}{2}.S.v_0^2. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Z (1) i (2) otrzymamy:

$$m=\frac{c_{r_1}}{c_{r_0}}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Jeżeli v_1 i v_0 oznaczają szybkości, które w myśl równania (1) przynależą do spółczynników c_{r_1} względnie c_{r_0} w locie jednostajnym, wówczas możemy też napisać:

$$m = \frac{c_{r_1}}{c_{r_0}} = \left(\frac{v_0}{v_1}\right)^2. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3a)$$

W locie swobodnym najgorszy wypadek obciążenia zajdzie więc przy wyskoku z lotu nurkowego. Jeżelibyśmy bowiem przyjęli, że przejście z lotu nurkowego na kąt natarcia odpowiadający maxymalnej wypadkowej aerodynamicznej nastąpi w czasie nieskończenie krótkim, t, zn. że w całym tym zakresie kątów natarcia płata szybkość istotnie nie ulegnie zmianie, wówczes byłoby:

$$m_{max} = \left(\frac{v_{max}}{v_{min}}\right)^2 = \frac{c_{r\,max}}{c_{r\,min}}. \quad . \quad . \quad . \quad (3b)$$

Szczególnie w budowie szybowców, gdzie stosuje się przeważnie profile o stosunkowo wysokiem $c_{y\,max}$, a spółczynnik oporów szkodliwych musi być możliwie mały, otrzymamy wyjątkowo wysokie spółczynniki obciążenia. Dla przeciętnego szybowca o doskonałości $(c_y/c_x)_{max} = 20$, jest n. p. $c_{r\,max} = \sim c_{y\,max} = 1{,}4$, zaś $c_{r\,min} = \sim c_{x\,min} = 0{,}03$.

W tym wypadku byłoby

$$m_{max} = 1{,}4/0{,}03 = 46{,}7.$$

Pomiary przyspieszeń Doolitle'a [1], [2] i Scheubela [3], wykonane coprawda na płatowcach bardzo zwrotnych wykazały, że w praktyce można się zbliżyć bardzo do tej wartości „teoretycznej" określonej równaniem (3). Zmierzono bowiem wartości $m = 0{,}95 . m_{teoret}$ Maksymalne zmierzone przyspieszenia nie przekraczały wprawdzie $8.g$, z powodu znacznie większych spółczynników oporu $c_{x\,min}$ płatowców, na których wykonywano pomiary, oraz z powodu stosunkowo małej szybkości (do 300 *km/h*), z jakiej wykonano wyskoki.

Z drugiej strony żądanie tak wysokich spółczynników obciążenia, jakie wynikają ze wzoru (3 *b*) uniemożliwiłoby wogóle zbudowanie szybowców zdolnych do lotu i wydaje się już absurdalnem z tego względu, że organizm ludzki nie wytrzymuje tak wysokich przyspieszeń nawet w pozycji leżącej [4], [5]. Najwyższe osiągnięte według pomiarów amerykańskich przyspieszenie 10,5 *g* jakkolwiek krótkotrwałe, spowodowało na dłuższy czas chorobę pilota z objawami wstrząsu mózgu.

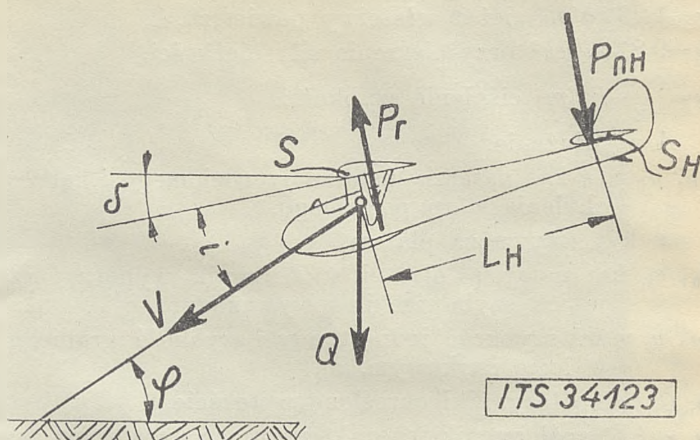
Nie można również uogólniać wyników pomiarów wykonanych na płatowcach pościgowych na szybowce. O ile pomiar wykonany na płatowcu o dużej masie i dużej szybkości nurkowania mógł dać wartości bardzo zbliżone do „teoretycznych", o tyle szybowiec posiadający w locie nurkowym znacznie mniejszą energję kinetyczną utraci przy wyskoku wnet swoją szybkość, wskutek czego założenia wzoru (3) nie będą spełnione.

2. *Wyskok rzeczywisty.*

W rzeczywistości wyskok nie odbywa się w czasie nieskończenie krótkim, szybkość w miarę zwiększania się kąta natarcia będzie maleć, wreszcie kształt toru, a co zatem idzie i wielkość przyspieszenia zmieniać się będą zależnie od wychylenia steru poziomego w czasie wyprowadzania szybowca z lotu nurkowego. Chcąc więc otrzymać wyniki zgodne z rzeczywistym przebiegiem zjawiska wyskoku należy wyjść z możliwie kompletnych równań ruchu przyspieszonego, które możemy zgodnie z oznaczeniami na ryc. 1 napisać w formie:

$$\left.\begin{aligned} \frac{Q}{g}\cdot\frac{dv}{dt} &= -\,Q.\sin\varphi - c_x.S.q \\ \frac{Q}{g}.v.\frac{d\delta}{dt} &= -\,Q.\cos\varphi + c_y.S.q \end{aligned}\right| \quad . \quad (4)$$

$$I.\frac{d^2\delta}{dt^2} = -\,c_{ms}.S.l.q - c_{nH}.S_H.L_H.q - S_H.L^2_H.\frac{\partial c_{nH}}{\partial i}.\frac{\gamma}{2g}.v.\frac{d\delta}{dt} \quad . \quad (4')$$



Ryc. 1.
Szybowiec w locie swobodnym. Objaśnienie przyjętych znakowań.

Pierwsze i drugie równanie określają równowagę składowych sił aerodynamicznych i masowych stycznych względnie normalnych do kierunku ruchu, zaś równanie trzecie jest warunkiem równowagi momentów względem środka ciężkości szybowca, przyczem ostatni człon jest momentem tłumiącym z powodu opierzenia poziomego, jaki powstaje przy obrocie szybowca względem środka ciężkości z szybkością kątową $d\delta/dt$.

Przybliżone rozwiązania tych równań podali Fuchs i Blenk [6]; mianowicie wartość maxymalnego spółczynnika obciążenia możemy napisać w formie:

$$m = \frac{b.v_0^2}{g}\,C.i_0 - \cos\varphi_0.C', \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

gdzie:

$$C = \frac{(\mu - \xi)}{\varkappa\left(1 + \dfrac{b.L_H}{1 + \dfrac{\partial\varepsilon}{\partial i}}\right) + \zeta},$$

oraz:

$$C' = \frac{(\varkappa + \zeta)}{\varkappa\left(1 + \dfrac{b.L_H}{1 + \dfrac{\partial\varepsilon}{\partial i}}\right) + \zeta},$$

$$b = \frac{\partial c_y}{\partial i}.\frac{S}{Q}.\frac{\gamma}{2},$$

zaś spółczynniki μ, $\varkappa$, ξ, ζ, wynikające z ryc. 2. charakteryzują do pewnego stopnia stateczność podłużną statyczną szybowca. v_0 i φ_0 oznaczają szybkość początkową i początkowe nachylenie toru, z jakich wykonano wyskok, zaś i_0 jest kątem natarcia płata, dla którego momenty statyczne płata i opierzenia poziomego równoważą się przy $\beta_H = 0$ t. zn. i_0 jest to kąt, na jaki szybowiec jest wyważony.

Dla większości używanych profilów jest $\xi = 1$, oraz $\zeta = \sim -1$ [1]). Spółczynniki μ i $\varkappa$ wyrazimy w ogólnej formie korzystając z następujących znanych zależności:

$$c_{n_H} = (i_H + \tau.\beta_H).\frac{\partial c_{n_H}}{\partial i_H}.$$

[1]) Wartości te otrzymano z przeliczenia momentów płatów o profilach *G*.527; 535; 533; 549; 593; *B*.6; dla różnych położeń środka ciężkości (20% — 50% głębokości płata).

przyczem:

$$i_H = i - \Delta - \varepsilon = (i - i_0) - (\varepsilon - \varepsilon_0).$$

W dalszym ciągu jest:

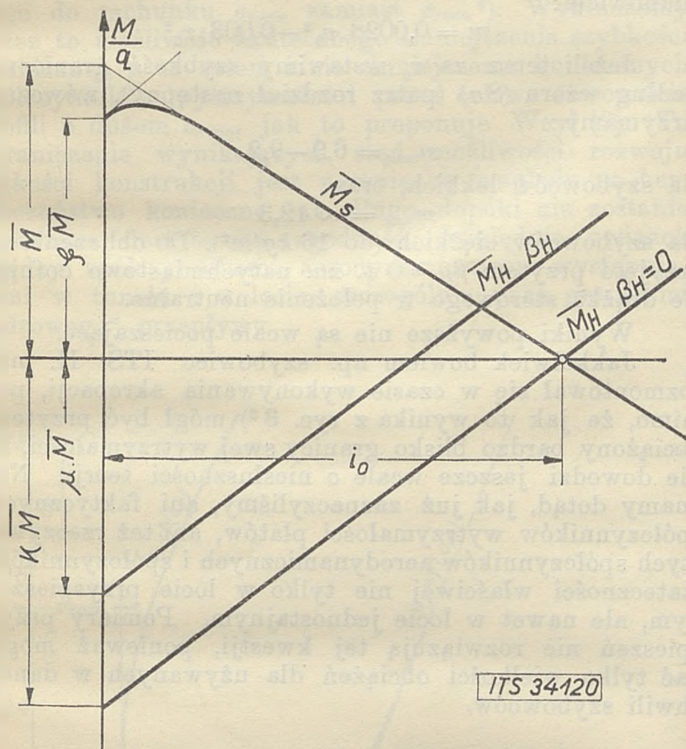
$$\varepsilon = \sim \frac{1,8}{\pi . \Lambda} c_y = k . c_y = k . \frac{\partial c_y}{\partial i} . i,$$

zatem:

$$c_{nH} = \left[(i - i_0)\left(1 - k . \frac{\partial c_y}{\partial i}\right) + \tau . \beta_H \right] . \frac{\partial c_{n_H}}{\partial i} .$$

Pomijając mały wpływ momentów oporów szkodliwych względem środka ciężkości szybowca, możemy też napisać:

$$\overline{M}_s = \left(\frac{M_s}{q}\right)_{i=0} = c_{m_0} . S . l .$$



Ryc. 2.

Spółczynniki momentów $\left(\frac{M}{q}\right)$: płata $\overline{M_s}$ oraz usterzenia poziomego $\overline{M_H}$, w funkcji kąta natarcia płata i. ξ. $\overline{M}$; ϰ. $\overline{M}$; μ. $\overline{M}$; wartości spółczynników $\left(\frac{M}{q}\right)$ dla $c_y = 0$. i_0 kąt natarcia płata na jaki szybowiec jest wyważony. ζ stosunek spółczynników kierunkowych momentu płata przy $i = 0$ i i_0.

Korzystając z powyższych zależności i mając na uwadze znaczenie spółczynników μ i $\varkappa$ (ryc. 2), napiszemy je w formie następującej:

$$\left.\begin{aligned} \mu &= \frac{i_0 . \left(1 - k . \frac{\partial c_y}{\partial i}\right) - \tau . \beta_H}{c_{m_0}} . \frac{S_H . L_H}{S\, l} \\ \varkappa &= \frac{i_0 \left(1 - k . \frac{\partial c_y}{\partial i}\right)}{c_{m_0}} . \frac{S_H . L_H}{S . l} = (\mu)_{\beta_H = 0} \end{aligned}\right\} \quad . \quad (6)$$

Na podstawie zależności (6), możemy wyznaczyć spółczynnik obciążenia m z równania (5), jeżeli znamy zasadnicze wymiary szybowca (S, L_H, S_H, l, Λ), spółczynnik momentu płata c_{m_0}, oraz kąt i_0 lub też spółczynnik wyporu c_{y_1}, przy jakich szybowiec będzie wyważony.

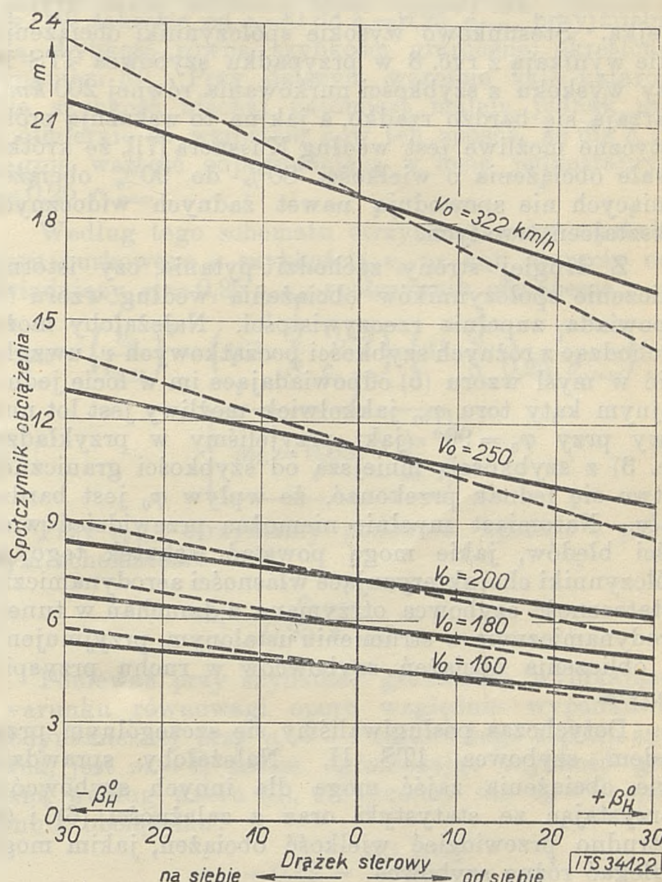
Maksimum obciążenia zejdzie dla $\varphi_0 = 90^0$. Otrzymamy wówczas z równania (5):

$$m = \frac{b . v_0^2}{g} . C . i_0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Gdy szybkość początkowa v_0 jest równa szybkości granicznej, wówczas podstawiając wartości za b znajdziemy:

$$m_{max} = C \frac{c_{y_1}}{c_{x\,min}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7a)$$

Na ryc. 3. zestawiono wartości spółczynników obciążenia m dla szybowca ITS. II., dla różnych szybkości początkowych v_0, w zależności od kąta wychylenia steru w czasie wyprowadzenia szybowca z lotu nurkowego przy założeniu $\varphi_0 = 90^0$.



Ryc. 3.

Spółczynniki obciążenia dla szybowca ITS II. dla różnych szybkości początkowych v_0 przy wyskoku, w zależności od kąta wychylenia steru poziomego w czasie wyprowadzania z lotu nurkowego. Linje kreskowane dla tegosamego typu szybowca w wypadku steru niedzielonego (bez statecznika) o tej samej powierzchni. Dane przyjęte do rachunku: $S = 14,4\,m^2$; $S_H = 2\,m^2$; $t = 1,2\,m$; $L_H = 4,05\,m$; $\tau = 0,6$; $\Lambda = 10$; $c_{y_1} = 0,8$; $c_{m_0} = 0,05$.

Otrzymane wartości spółczynnika obciążenia, jakkolwiek niższe od wartości wynikających ze wzoru (3) przekraczają jednak znacznie spółczynniki obciążenia przyjęte dla obecnych szybowców, które już niejednokrotnie przeszły ciężkie próby wytrzymałości w locie. Toteż musimy wykluczyć możliwość wykonywania lotów nurkowych z szybkością graniczną jako nierealną tembardziej, że osiągnięcie szybkości granicznej wymagałoby lotu nurkowego z utratą wysokości ponad 1000 m jak to wykazuje prosty rachunek. Dla szybkości początkowej $v_0 = 200$ km/h otrzymujemy spółczynniki obciążenia o wielkości zbliżonej do wielkości spółczynnika wytrzymałości obecnych szybowców (ryc. 3).

Wynik ten wydaje się już możliwy do przyjęcia. Lotów nurkowych z szybkością graniczną, która dla obecnych szybowców leży zwykle powyżej 300 km/h, nie wykonuje się nawet na szybowcach akrobacyjnych. Praktyka dotychczasowa wykazuje, że dla obecnych

szybowców górna granica szybkości osiągalna tylko w wyjątkowych wypadkach wynosi około 200 km/h[2]). Znaczyłoby to jednak, że obecne szybowce w tych wyjątkowych wypadkach były i są obciążane w locie bardzo blisko granicy wytrzymałości. Że szybowce te nie uległy dotąg złamaniu w powietrzu, można wytłómaczyć wieloma względami: Ponieważ z szybowcami nie przeprowadza się prób statycznych na złamanie, więc znane są tylko nominalne spółczynniki wytrzymałości wynikające z obliczeń. W rzeczywistości, szybowce posiadać będą nieco większe spółczynniki wytrzymałości, albowiem w obliczeniach nie uwzględnia się zazwyczaj współpracy dźwigarów, względnie współpracy dźwigara z kesonem, jaki tworzy część przednia płata, krytego sklejką. Stosunkowo wysokie spółczynniki obciążenia, jakie wynikają z ryc. 3 w przypadku szybowca ITS II. przy wyskoku z szybkości nurkowania równej 200 km/h zdarzają się bardzo rzadko, a jak na to wskazują próby statyczne możliwe jest według Küssnera [71], że krótkotrwałe obciążenia o wielkości 80% do 90% obciążeń łamiących nie spowodują nawet żadnych widocznych odkształceń trwałych.

Z drugiej strony zachodzi pytanie, czy istotnie obliczenie spółczynników obciążenia według wzoru (7) odpowiada zupełnie rzeczywistości. Należałoby może, wychodząc z różnych szybkości początkowych v_0 uwzględnić w myśl wzoru (5) odpowiadające im w locie jednostajnym kąty toru φ_0, jakkolwiek możliwy jest lot nurkowy przy $\varphi_0 = 90^0$ (jaki przyjęliśmy w przykładzie ryc. 3) z szybkością mniejszą od szybkości granicznej. Łatwo się jednak przekonać, że wpływ φ_0 jest bardzo mały. Natomiast zupełnie niemożna przewidzieć wielkości błędów, jakie mogą powstać wskutek tego, że spółczynniki charakteryzujące własności aerodynamiczne i stateczność szybowca otrzymane z dmuchań w tunelu aerodynamicznym w strumieniu ustalonym, przyjmujemy do obliczenia obciążeń szybowców w ruchu przyspieszonym.

Dotychczas posługiwaliśmy się szczególnym przykładem szybowca ITS. II. Należałoby sprawdzić, jakie obciążenia zajść mogą dla innych szybowców. Korzystając ze statystyki oraz z zależności (6) i (7) nietrudno przewidzieć wielkość obciążeń, jakim mogą podlegać różne szybowce.

Według statystyki prowadzonej systematycznie w ITS jest dla obecnych szybowców:

$$\frac{S_H . L_H}{c_{m_0} . S . l} = 2 - 10,$$

zmienia się więc w bardzo szerokich granicach. Pochodzi to stąd, że wprawdzie proporcje geometryczne nie zmieniają się tak znacznie, bo

$$\frac{S_H . L_H}{S . l} = 0{,}2 - 0{,}5,$$

jednak, jak się okazuje, stosunek ten nie zmienia się wcale proporcjonalnie do spółczynnika momentu płata c_{m_0} jakby należało przypuszczać. Spotykamy więc duże $S_H . L_H$ przy małych c_{m_0} i naodwrót; stąd taka duża rozbieżność w wyrażeniach $S_H . L_H / c_{m_0} . S . l$ decydujących o stateczności właściwej szybowców.

W dalszym ciągu jest: $Q/S = 9 - 16$ kg/m^2; $\varLambda = 6 - 20$; $L_H = 3 - 5$ m; wreszcie $c_{y_1} = 0{,}8 - 1{,}0$. Wstawiając wartości te w równania (6) i (7) zauważamy przedewszystkiem, że dla szybowców aerodynamicznie mało doskonałych i o małem obciążeniu powierzchni, stateczność szybowca odgrywa znaczny wpływ na spółczynniki obciążenia. W zależności bowiem od stateczności otrzymamy spółczynniki obciążenia:

Dla szybowców lekkich i aerodynamicznie mało doskonałych w granicach:

$$m = 0{,}003 . v_0^2 - 0{,}004 . v_0^2,$$

natomiast dla szybowców ciężkich, ale o większej doskonałości spółczynniki obciążenia wahają się bardzo mało, mianowicie:

$$m = 0{,}0028 . v_0^2 - 0{,}003 . v_0^2.$$

Jeżeli teraz za v_0 wstawimy szybkość graniczną według wzoru (8a) (patrz rozdział następny), wówczas otrzymamy:

$$m_{max} = 6{,}9 - 9{,}2$$

dla szybowców lekkich, oraz:

$$m_{max} = \sim 12{,}3$$

dla szybowców ciężkich (do 16 kg/m^2). Do obliczenia m przyjęto przytem $\beta_H = 0$ t. zn. natychmiastowe cofnięcie drążka sterowego w położenie neutralne.

Wyniki powyższe nie są wcale pocieszające.

Jakkolwiek bowiem np. szybowiec ITS. II. nie rozmontował się w czasie wykonywania akrobacji, pomimo, że jak to wynika z ryc. 3[3]) mógł być przytem obciążony bardzo blisko granicy swej wytrzymałości, to nie dowodzi jeszcze wcale o niesłuszności teorji. Nie znamy dotąd, jak już zaznaczyliśmy, ani faktycznych spółczynników wytrzymałości płatów, ani też rzeczywistych spółczynników aerodynamicznych i spółczynników stateczności właściwej nie tylko w locie przyspieszonym, ale nawet w locie jednostajnym. Pomiary przyspieszeń nie rozwiązują tej kwestji, ponieważ mogą dać tylko wielkości obciążeń dla używanych w danej chwili szybowców.

3. Schemat obciążeń płata, przyjęty w projekcie przepisów ITS.

Z poprzednich rozważań wynika, że dla obecnych szybowców możnaby ograniczyć szybkość maksymalną w locie nurkowym do $-\sim 200$ km/h, co odpowiada około 4 v_I, jeżeli v_I jest jednostkową szybkością szybowca. Otrzymalibyśmy wówczas zgodnie z najnowszemi przepisami niemieckiemi dla szybowców akrobacyjnych [8]

$$v_g' = 4 . v_I = 16 . \sqrt{\frac{Q}{S}} \quad . \quad . \quad . \quad (8a)$$

Założenie to jakkolwiek uwzględnia wielkość obciążenia powierzchni nie jest jednak słuszne, ponieważ nie uwzględnia zupełnie własności aerodynamicznych szybowca. Z pośród dwóch szybowców o tem samem obciążeniu powierzchni szybowiec o małym oporze rozpędzi się szybciej, a rozpędziwszy się trudniej utraci swą szybkość aniżeli szybowiec aerodynamicznie mniej doskonały. Szybowiec aerodynamicznie doskonalszy łatwiej może się więc znaleźć w locie nurkowym z dużą szybkością, a przy wyskoku będzie doznawał obciążeń więcej zbliżonych do „teoretycznych“.

Jeżeli więc przyjmiemy, że dla przeciętnego szybowca wyczynowego doby obecnej, którego minimalny spółczynnik wypadkowej aerodynamicznej niechaj wynosi $c_{r\,min\,o}$, wystarczy ograniczyć szybkość nurkowania według wzoru (8a), wówczas dla innego szybowca,

---

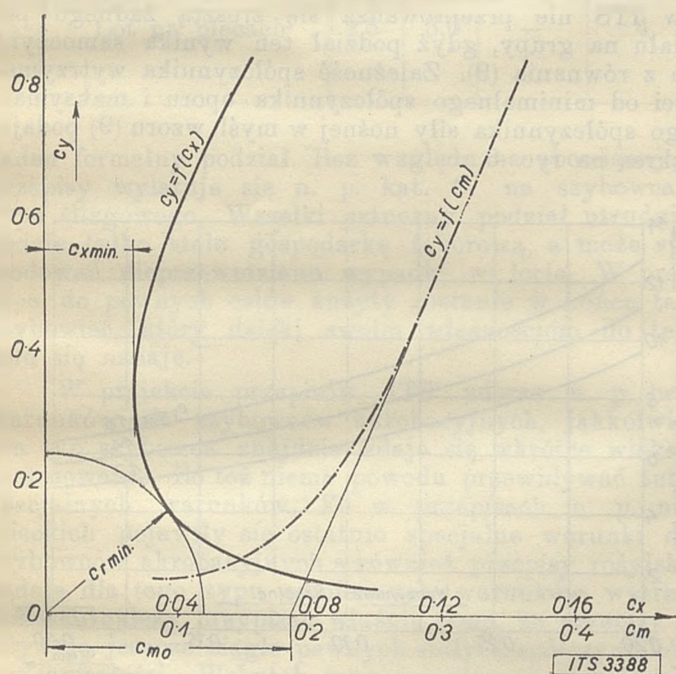
[2]) Szybkości dochodzące do 200 km/h, zdarzały się według opisów niemieckich w czasie lotów burzowych i w chmurach Cu, przy mimowolnem nurkowaniu na skutek utraty orjentacji w locie ślepym. Odnośnie do akrobacji wykonanych na szybowcu celowo, posiadamy jedynie dane uzyskane od inż. Blaichera. W czasie wykonywania akrobacji na szybowcu ITS. II. o szybkości jednostkowej $v_I = 50$ km/h, inż. Blaicher zaobserwował mianowicie następujące szybkości: Rozpędzenie szybowca do szybkości -90 km/h celem wykonania loopinga nie było wystarczające, powodując utratę szybkości w górnym punkcie pętli. Zupełnie gładki looping dał się wykonać po rozpędzeniu szybowca do ~ 120 km/h. Przy wyjściu z nurka po loopingu wskazówka szybkościowskazu zatrzymała się na 120 km/h t. j. na granicy wskazań użytego przyrządu. Inż. Blaicher ocenia szybkość przy wyjściu z nurka po loopingu na $= 150 - 180$ km/h, po „Männchen“ ~ 180 km/h, ale w każdym razie poniżej 200 km/h.

[3]) Porównaj uwagi odnośnie do szybkości przy wyskoku w odnośniku [2]).

o spółczynniku wypadkowej $c_{r\,min}$, logicznem będzie żądać szybkości:

$$v_g'' = v_g' \cdot \sqrt{\frac{c_{r\,min\,o}}{c_{r\,min}}} = 16 \cdot \sqrt{\frac{Q}{S}} \cdot \sqrt{\frac{c_{r\,min\,o}}{c_{r\,min}}} \quad . \quad . \quad (8\,b)$$

Ponieważ niektóre profile silnie sklepione, posiadają dolny punkt oderwania przy dodatnich wartościach c_y (ryc. 4), mogłoby się zdarzyć, że będą posiadały według wzoru ($8\,b$) małą szybkość graniczną v_g'', podczas gdy w rzeczywistości na skutek odmiennego zachowywania się przepływów w pobliżu punktów krytycznych przy różnych liczbach Reynolds'a, oderwanie dolne może nastąpić przy znacznie niższych wartościach c_y niżby to wynikało z pomiarów tunelowych i spółczynnik wypadkowej w miarę malejącego c_y nie będzie wcale wzrastał. Żeby uchronić się od niespodzianek przyjmiemy więc do rachunku $c_{x\,min}$ zamiast $c_{r\,min}$[4]). Wykluczamy przez to możliwość skutecznego zmniejszenia szybkości granicznej, a co zatem idzie zmniejszenia koniecznych spółczynników wytrzymałości przez celowe stosowanie profili o dużem $c_{r\,min}$, jak to proponuje Weyl [9]. To ograniczenie wynikających stąd możliwości rozwoju lekkości konstrukcji jest narazie ze względu na bezpieczeństwo konieczne tak długo, dopóki nie zostanie wykazana dostateczna zgodność, względnie związek między spółczynnikami aerodynamicznemi występującemi w tunelu i w locie, szczególnie poza granicami „zdrowego" przepływu.



Ryc. 4.

Określenie wartości spółczynników $c_r = \infty c_x$ i c_{m_0} odpowiadających $c_y = 0$ w wypadku, gdy krzywa biegunowa wykazuje dolne oderwanie przy dodatnich wartościach c_y.

Ostatecznie przyjmiemy jako granicę szybkości nurkowania:

$$v_g = 16 \cdot \sqrt{\frac{Q}{S}} \cdot \sqrt{\frac{c_{x\,min_0}}{c_{x\,min}}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

Jako szybowiec wzorowy przyjmiemy szybowiec, którego $c_{x\,min\,o} = 0{,}02$, t. j. dobry szybowiec wyczynowy doby obecnej.

Rozwiązując ogólne równania różniczkowe ruchu (4) Fuchs i Blenk [6] wykazali, że przy wyskoku kąt natarcia rośnie zrazu do pewnej wartości, poczem przez dłuższy czas pozostaje stały. Równocześnie szybkość nie ulega w pierwszym okresie zmianie. W związku z tem obciążenia rosną do pewnego maximum, poczem przez pewien czas pozostają praktycznie biorąc stałe. Skorzystamy z tego przy ustaleniu schematu obciążeń płata. Tego rodzaju schemat zjawiska wyskoku z lotu nurkowego spotykamy również w przepisach szwedzkich [10], w przepisach B. Veritas z 1929 r. [7], wreszcie w projektach Gourdou i Leseurre'a [11], Newell'a i Küssnera [7], oraz Grzędzielskiego [18].

Ze względu na stosunkowo dużą doskonałość aerodynamiczną szybowców podzielimy wyskok tylko na 2 fazy: W zakresie od $c_y = 0$ do $c_y = 0{,}25 \cdot c_{y\,max}$ przyjmiemy stałą szybkość równą szybkości granicznej określonej równaniem (8). Przy dalszym wzroście kąta natarcia płata szybkość niechaj natomiast maleje, jednak niewspółmiernie ze wzrostem c_y w ten sposób, że dla $c_{y\,max}$ osiągnie wartość odpowiadającą w locie jednostajnym $c_y = 0{,}25 \cdot c_{y\,max}$.

Według tego schematu otrzymamy przy wyskoku z lotu nurkowego z szybkością v_g na kąt natarcia odpowiadający $c_y = 0{,}25\, c_{y\,max}$ spółczynnik obciążenia:

$$m_{II} = \left(\frac{v_g}{v_{0,25}}\right)^2 = \left(16^2 \cdot \frac{Q}{S} \cdot \frac{0{,}02}{c_{x\,min}}\right) : \left(4^2 \cdot \frac{Q}{S} \cdot \frac{1}{0{,}25 \cdot c_{y\,max}}\right)$$

czyli:

$$\boxed{m_{II} = 0{,}08 \cdot \frac{c_{y\,max}}{c_{x\,min}}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

Przy $c_{y\,max}$ otrzymamy podobnie, zgodnie z przyjętym schematem:

$$m_I = \frac{c_{y\,max}}{0{,}25 \cdot c_{y\,max}} = 4.$$

Ponieważ przy szybkości granicznej wynikającej z warunku równowagi oporu względnie wypadkowej aerodynamicznej przy $c_y = 0$ i całkowitego ciężaru szybowca, jest $m = 1$, zatem ograniczając szybkość graniczną według wzoru (8), otrzymamy dla $c_y = 0$ spółczynnik obciążenia:

$$m_{III} = 0{,}32 = \frac{16^2 \cdot 0{,}02}{4^2}$$

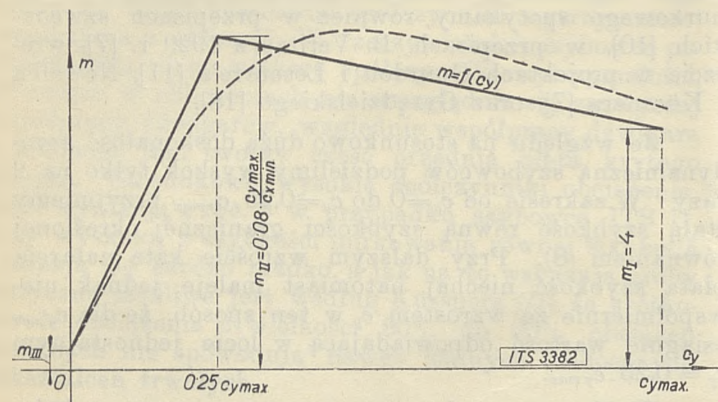
Obrazem zmiany spółczynnika obciążenia przy wyskoku będzie linja łamana na ryc. 5. Charakterystycznem dla tego schematu jest to, że maximum obciążenia występuje niekiedy nie przy $c_{y\,max}$ ale przy $c_y = 0{,}25\, c_{y\,max}$ to jest w punkcie, w pobliżu którego większość przepisów przyjmuje t. zw. wypadek B obciążenia. Jedynie dla szybowców aerodynamicznie mało doskonałych $m_I > m_{II}$, zresztą jest $m_{II} > m_I$.

Schemat nasz odbiega więc w tym punkcie od istniejących przepisów, zdają się go jednak potwierdzać pomiary przyspieszeń w locie. Według pomiarów angielskich [12], maksymalne przyspieszenia przy wyrwaniu z lotu nurkowego nie wystąpiły w żadnym wypadku przy $c_{y\,max}$. Maksymalne zmierzone przyspieszenie o wielkości $6 \cdot g$ wystąpiło przy kącie natarcia płata 12°, podczas gdy kąt maksymalnego wyporu wynosił 17°. Oczywiście zmiana obciążenia nie może się w rzeczywistości odbywać według linji łamanej, ale w sposób ciągły przypuszczalnie tak, jak to w ryc. 5 przedstawia linja kreskowana.

Jeszcze większa sprzeczność z dotychczasowemi przepisami zachodzi dla $c_y = 0$. Dotychczasowe przepisy żądają dla tego wypadku spółczynnika wytrzymałości $n_{III} = 1{,}0 - 1{,}5$ t. j. $m_{III} = 0{,}5 - 0{,}75$, podczas gdy w naszym schemacie otrzymaliśmy $m_{III} = 0{,}32$. Sprzeczność ta jest jednak tylko pozorna. Żądanie spółczynnika

[4]) Również z tego względu należy w razie, gdy krzywa spółczynników momentów płata posiada załamanie, przyjąć do rachunku wartość c_{m_0} otrzymaną z przedłużenia „zdrowej" gałęzi krzywej jak to pokazano na ryc. 4.

wytrzymałości $n_{III} = 1{,}0—1{,}5$ przy $c_y = 0$ i przy szybkości granicznej (nieograniczonej) jest nieuzasadnione, skoro przyjmuje się zgodnie, że szybowiec nie może się znaleźć w locie nurkowym z szybkością graniczną. Przyjęcie spółczynnika $n = 1{,}5$ podyktowane było głównie troską o sztywność płatów [7].



Ryc. 5.

Schemat obciążeń płata: spółczynnik obciążenia m jako funkcja c_y. Linja pełna wynika z podziału wyskoku na dwie fazy, linja kreskowana przedstawia przypuszczalny schemat rzeczywisty.

W przyjętym przez nas schemacie obciążeń płata, obciążenia w locie nurkowym z szybkością graniczną schodzą na plan drugi jako mało realne, natomiast występuje stosunkowo wysoki spółczynnik obciążenia przy $0{,}25\, c_{y\,max}$. Podobne warunki spotykamy w przepisach szybowcowych rosyjskich [13], w których brak zupełnie t. zw. wypadku *C*, natomiast przeliczenie skręcania płata przeprowadza się na wypadek *B* określony przez $c_y = 0{,}2 . c_{y\,max}$ i spółczynnik wytrzymałości $n = 6$ dla szybowców normalnych, względnie $n = 8$ dla szybowców akrobacyjnych.

W istocie, wystarczałoby przeliczenie przy $c_y = 0{,}25 . c_{y\,max}$ i spółczynniku określonym wzorem (9), ponieważ moment skręcający będzie w tym wypadku tego samego rzędu co moment w locie nurkowym z szybkością graniczną i spółczynniku $n_{III} = 1$ do $1{,}5$ przyjętym w większości dotychczasowych przepisów.

Według utartego sposobu liczenia, maxymalny moment skręcający wynosił:

$$M = n_{III} . \frac{c_{m_0}}{c_{x\,min}} . Q . l.$$

Z naszego schematu wynika natomiast dla $c_y = 0{,}25\, c_{y\,max}$:

$$M' = n_{II}\; c_m' . \frac{\varrho}{2} . v^2 . S . l.$$

Ponieważ:

$$v^2 = \sim \frac{2}{\varrho} . \frac{Q}{S . 0{,}25 . c_{y\,max}},$$

zatem:

$$M' = \nu . m_{II} . c_m' . \frac{Q}{0{,}25 . c_{y\,max}} . l.$$

W dalszym ciągu jest:

$$c_m' = \sim c_{m_0} + 0{,}25 . c_y = c_{m_0} + 0{,}25^2 . c_{y\,max}.$$

Po wstawieniu wartości i porównaniu momentów otrzymamy:

$$M' = 0{,}16 . \frac{0{,}25}{n_{II}} \left(1 + \frac{0{,}0625\; c_{y\,max}}{c_{m_0}}\right) . M.$$

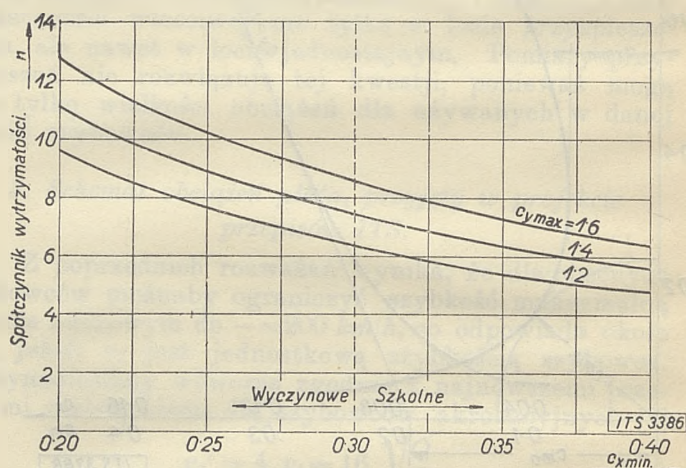
Dla profilu o stosunkowo dużem $c_{m_0} = 0{,}10$ i $c_{y\,max} = 1{,}4$, otrzymamy $M' = M$ dla $n_{III} = 1{,}25$. Dla $n_{III} = 1{,}5$ byłoby $M' = 0{,}8\, M$.

Możnaby więc przeliczać skręcanie płata przy $0{,}25\, c_{y\,max}$ spółczynnikiem n_{II} określonym wzorem (9), ze względu jednak na pożądaną dużą sztywność płatów pozostawiono jeszcze narazie w projekcie przepisów ITS spółczynnik $n_{III} = 1{,}5$ w locie nurkowym z szybkością graniczną, jako wartość w praktyce sprawdzoną, zapewniającą dostateczną sztywność płatów. Da ona niekiedy nieco większe momenty niżby to wynikało z naszego schematu.

Pozatem w projekcie przepisów ITS uproszczono schemat obciążeń płata przyjmując dla $c_y \geqq 0{,}25 . c_{y\,max}$ stały spółczynnik obciążenia $n_{II} = n_I$. Dla lotu na plecach przyjęto wreszcie zgodnie z przepisami innych państw $n_{IV} = 0{,}5 . n_{II}$ przy $c_y = -0{,}125\, c_{y\,max}$, co wynika logicznie z odwrócenia poprzednich rozważań. (Porównaj ryc. 1. projektu przepisów ITS).

W załączonej tabeli zestawiono dla porównania spółczynniki wytrzymałości ($n = \nu . m$) przyjęte dla płata według przepisów szybowcowych ważniejszych państw. Nie uwzględniono przepisów szwajcarskich jako całkowicie zgodnych ze staremi przepisami niemieckiemi z 1927 r.

W przyjętym w projekcie przepisów ITS schemacie obciążeń płata, jedynie przy $c_y = 0$ występuje pewien stały spółczynnik $n_{III} = 1{,}5$ nie mający żadnego poważniejszego uzasadnienia a uwarunkowany względami tradycji. Natomiast w całym pozostałym zakresie c_y, w szczególności przy wyskoku oblicza się spółczynniki według wzoru (9) uwzględniającego własności aerodynamiczne szybowca. W projekcie przepisów ITS nie przeprowadza się zresztą żadnego podziału na grupy, gdyż podział ten wynika samoczynnie z równania (9). Zależność spółczynnika wytrzymałości od minimalnego spółczynnika oporu i maksymalnego spółczynnika siły nośnej w myśl wzoru (9) podaje wykres na ryc. 6.



Ryc. 6.

Wymagane spółczynniki wytrzymałości $n = 2 . m$ jako funkcje minimalnego spółczynnika oporu $c_{x\,min}$ i maksymalnego spółczynnika siły nośnej $c_{y\,max}$, według wzoru (9) przeprowadzającego samoczynnie podział szybowców na kategorje w myśl propozycji autora.

Bez względu na nominalne przeznaczenie danego szybowca, większy spółczynnik wytrzymałości winien mieć szybowiec, który dzięki swoim własnościom aerodynamicznym łatwiej może osiągnąć znaczniejszą wysokość w locie żaglowym i znaleźć się w sytuacjach w jakich mogą wystąpić większe obciążenia płata.

Jedynie tego rodzaju podział wynikający samoczynnie z własności aerodynamicznych, które przedewszystkiem określają zdolność wywoływania pewnych obciążeń w locie na danym szybowcu, może nas uchronić od niespodzianek. Praktyka dotychczasowa wykazuje bowiem, że na szybowisku nie da się utrzymać

Porównanie spółczynników wytrzymałości przyjętych dla płatów według przepisów poszczególnych państw.

	Ameryka	Anglja BGA	Niemcy RRG	Niemcy DFIS	Rosja	Rosja	Polska: Przepisy tymczasowe Min. Kom.	Polska: Projekt ITS
			normalne	akrobac.	normalne	akrobac.	5 grup szybowców	Zależnie od własności aerodynamicznych
Wyrwanie z lotu nurkowego na kąt maksymalnej wypadkowej. (Skrajne przednie położenie wypadkowej).	6	6	6	8	7	10	6—8	$0{,}16 . \frac{c_{y\,max}}{c_{x\,min}}$
Wyrwanie z lotu nurkowego w stromy lot szybowy.	4,25	4	—	—	6	8	—	$0{,}16 . \frac{c_{y\,max}}{c_{y\,min}}$
					Przy $c_y = 0{,}2\, c_{y\,max}$			Przy $c_y = 0{,}25\, c_{y\,max}$
Lot nurkowy z szybkością graniczną.	1,5	1,0	1	1	—	1,25	1—1,5	(1,5)
Lot na plecach	2,5	3,0	—	4	4	5	—	$0{,}08 . \frac{c_{y\,max}}{c_{x\,min}}$
					Z góry na dół prostopadle do cięciwy w 0,25 l.			Dla: $c_y = -0{,}125 . c_{y\,max}$

żaden formalny podział. Bez względu na obowiązujące przepisy wylatuje się n. p. kat. *C.* na szybowcach typu ślizgowego. Wszelki sztuczny podział utrudniać będzie tylko stale gospodarkę taborową, a może spowodować nieprzewidziane wypadki w locie. W praktyce, do pewnych celów zużyty zostanie w końcu taki szybowiec, który dzięki swoim własnościom do tego celu się nadaje.

W projekcie przepisów ITS uderza n. p. brak warunków dla szybowców akrobacyjnych, jakkolwiek ten typ szybowca znajdzie zdaje się wkrótce większe zastosowanie. Bo też niema powodu przewidywać tutaj specjalnych warunków. Że w przepisach n. p. niemieckich pojawiły się ostatnio specjalne warunki dla szybowców akrobacyjnych a również przepisy rosyjskie żądają dla tego typu odmiennych warunków wytrzymałości, należy przypisać właśnie temu, że przepisy te używają jeszcze ciągle pewnych stałych spółczynników wytrzymałości. Wskutek tego przepisy te ulegają ciągłym zmianom i zmieniać się będą tak długo, dopóki nie wprowadzą spółczynników uwzględniających własności szybowców decydujących o wielkości obciążeń.

Ostatecznie można zapewne wykonać akrobacje na każdym szybowcu podobnie, jak na każdym płatowcu, bez względu na jego nominalne przeznaczenie. Jednak jako szybowiec akrobacyjny może się przyjąć tylko typ, który będzie się „kręcił“ chętnie nie wymagając szczególnie dużego rozpędzania. Będzie to musiał być szybowiec posiadający możliwie duży stosunek masy do oporów szkodliwych, a więc szybowiec o małem $c_{x\,min}$. Z równania (9) wynikną w tym wypadku samoczynnie odpowiednio wysokie spółczynniki obciążenia. W projekcie przepisów ITS przewiduje się więc tylko przeliczenie umocowania płata ze względu na obciążenia niesymetryczne mogące np. zajść w beczce lub w korkociągu.

Jeżeli porównamy wzór (9) ze wzorem (7 *a*), zauważymy, że są one niemal identyczne. Jeżeli bowiem weźmiemy pod uwagę, że spółczynniki wyporu c_{y_1} na jakie szybowce są wyważone przy luźno puszczonym sterze, odpowiadające więc zazwyczaj optimum szybowania, zmieniają się zależnie od profilu równocześnie z $c_{y\,max}$, wówczas możemy przyjąć $c_{y1} = \sim \alpha . c_{y\,max}$, przyczem α jest pewnym ułamkiem właściwym. Zależność (9) podająca związek między wielkością spółczynnika obciążenia a własnościami aerodynamicznemi szybowca jest więc zgodna z rzeczywistym przebiegiem wyskoku. Jedynie spółczynnik 0,08 we wzorze (9) nie jest pozbawiony pewnej dowolności. Wynika on z przyjęcia, że szybowiec wzorcowy, którego $c_{x\,min_0} = 0{,}02$ nie przekroczy w praktyce szybkości równej $4 . v_l$ w locie nurkowym, oraz że wszystkie szybowce bez względu na charakterystykę ich stateczności podłużnej zachowywać się będą przy wyskoku analogicznie, zgodnie z przyjętym schematem (tj. $v_g = const$ do $c_y = 0{,}25\, c_{y\,max}$). Słusznem byłoby zamiast stałego czynnika 0,08 użyć w równaniu (9) pewnego spółczynnika C określonego przez spółczynniki stateczności właściwej danego szybowca podobnie jak w równaniu (7 *a*).

Sprawa ta wymaga jednak jeszcze ostatecznego wyjaśnienia przez odpowiednie pomiary w locie.

4. Lot swobodny w powietrzu burzliwem.

W czasie lotu w powietrzu burzliwem mogą zajść znaczne obciążenia płata z dwóch zasadniczych powodów:

a) Z powodu nagłych zmian szybkości wiatru (pulsacja pozioma), oraz

b) z powodu nagłych zmian kierunku wiatru (pulsacja pionowa).

W obydwóch wypadkach obciążenia płata dochodzą do skutku w ten sam sposób co przy wyskoku, a mianowicie dzięki pewnej bezwładności określonej nietylko siłami masowemi ale także siłami aerodyna-

micznemi, na skutek której szybkość i położenie szybowca w pierwszej chwili nie ulegają zmianie. Podobnie jak przy wyskoku z lotu nurkowego tak i w tym wypadku, wielkość obciążeń zależeć więc będzie od wielkości spółczynnika oporu $c_{x\,min}$ oraz od spółczynników charakteryzujących stateczność podłużną szybowca.

Zasadniczo więc, wypadek lotu swobodnego w powietrzu burzliwem objęty jest już wzorem (7), ponieważ podaje on maksymalne możliwe obciążenia w locie swobodnym. Należy tylko sprawdzić czy spółczynniki obciążenia ustalone wzorem (9) przyjętym w projekcie przepisów ITS, są również wystarczające.

a) Pulsacja pozioma.

Jeżeli szybowiec, lecąc z szybkością v napotka nagle pulsację poziomą o wielkości $\pm \Delta w$, wówczas wypór, który był pierwotnie równy:

$$P_y = Q = c_y \cdot \frac{\varrho}{2} \cdot S \cdot v^2,$$

wzrośnie nagle do wartości:

$$P_y' = c_y \cdot \frac{\varrho}{2} \cdot S\,(v \pm \Delta w)^2 = m \cdot Q.$$

Spółczynnik obciążenia będzie więc:

$$m = \frac{(v + \Delta w)^2}{v^2} = \left(1 \pm \frac{\Delta w}{v}\right)^2 . \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

Zazwyczaj jest według pomiarów aerologicznych $\Delta w = \sim 0{,}5 . w$, jeżeli w jest średnią szybkością wiatru, zaś szybkość szybowca v przy żaglowaniu nad zboczem musi być conajmniej równa $v = w$. Zatem

$$m = (1 + 0{,}5)^2 = 2{,}25.$$

W najgorszym zaś wypadku, stosunkowo rzadko spotykanym może być $\Delta w = \sim w$, wówczas otrzymamy

$$\underline{m_{max} = 4.}$$

b) Pulsacja pionowa.

Skoro szybowiec lecący z szybkością v napotka nagle pulsację pionową o wielkości $\pm w$, wówczas szybkości te dodają się geometrycznie. Wektor szybkości wypadkowej tworzy teraz inny kąt natarcia z cięciwą płata. Zwiększenie szybkości będzie stosunkowo małe, natomiast nagła zmiana kąta natarcia o wielkości $\Delta i = \pm \frac{w}{v}$, spowoduje przyrost wyporu o wielkości

$$\Delta P_y = \pm \Delta i \cdot \frac{\partial c_y}{\partial i} \cdot \frac{\varrho v^2}{2} \cdot S.$$

Wychodząc z założenia, że początkowo było $P_y = Q$ oraz $P_y \pm \Delta P_y = m \cdot Q$, otrzymamy:

$$m = 1 \pm w \cdot v \cdot \frac{S}{Q} \cdot \frac{\partial c_y}{\partial i} \cdot \frac{1}{16} . \quad . \quad . \quad . \quad (11\,a)$$

Ponieważ przejście w obszar prądu wstępującego z szybkością $w = 0$ do szybkości w nie może się w rzeczywistości odbywać w czasie nieskończenie krótkim, zatem obciążenia będą nieco łagodniejsze, jakkolwiek pomiary Moltchanoff'a i Schmidt'a [14] wykazały, że gradient pulsacji może niekiedy osiągnąć wartość $\gamma = \frac{1}{w_0} \cdot \frac{\partial w}{\partial s} = 0 - 1{,}5/m$, t. zn., że już na drodze 0,7 m pulsacja osiągnęła swą wartość maksymalną. Jakkolwiek więc zmiana szybkości powietrza w atmosferze musi się odbywać w sposób ciągły, nie można liczyć na znaczniejsze złagodzenie pulsacji z tego względu. Dla wydłużeń stosowanych w budowie szybowców $\Lambda = 6 - 20$ jest $\frac{\partial c_y}{\partial i} = 4{,}35 - 5{,}2$ praktycznie biorąc stałą, ale tylko w zakresie zdrowego przepływu. Dla dużych c_y, $\frac{\partial c_y}{\partial i}$ maleje i w końcu dla $c_{y\,max}$, $\frac{\partial c_y}{\partial i} = 0$.

Przyjmijmy, że w praktyce szybowiec silnie „poduszony" będzie leciał conajwyżej z szybkością $2 . v_I$, t. zn. dla używanych obciążeń 9—16 kg/m^2 liczyć się można z szybkościami $v = 12 - 16\ m/sek$. Jeżeli przyjmiemy zgodnie z pomiarami aerologicznemi [14], maksymalną możliwą szybkość prądu wstępującego $w = 10\ m/sek$, wówczas otrzymamy możliwe $\Delta i = \frac{w}{v} = 0{,}836 - 0{,}625$, oraz możliwy przyrost spółczynnika wyporu $\Delta c_y = \Delta i \cdot \frac{\partial c_y}{\partial i} = 3{,}25 - 4{,}35$.

Musiałoby zatem być conajmniej $c_{y\,max} = \sim 4$. Tak wysokich spółczynników nie osiągnięto dotąd nawet zapomocą slotów, według pomiarów tunelowych w strumieniu ustalonym. Nowsze pomiary wykazują natomiast przy nagłej zmianie kąta natarcia płata, na skutek pewnej bezwładności opływów, znacznie wyższe chwilowe spółczynniki $c_{y\,max}$, aniżeli zmierzone w spoczynku.

Według pomiarów Kramera [15] jest mianowicie:

$$c_{y\,max_d} = c_{y\,max_{st}} + 0{,}36 \cdot \frac{l}{v} \cdot \frac{di}{dt} \quad . \quad . \quad . \quad (12)$$

Uwzględniając powyższą zależność dochodzi Kramer do pewnego spółczynnika złagodzenia pulsacji $\eta = 0{,}6 - 0{,}75$ zależnie od szerokości warstwy przejściowej między powietrzem spokojnem a prądem wstępującym, oraz od szybkości szybowca. Rzeczywisty spółczynnik obciążenia wynosi wówczas:

$$m = 1 \pm \frac{1}{16} \cdot w \cdot v \cdot \frac{S}{Q} \cdot \frac{\partial c_y}{\partial i} \cdot \eta . \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

Do podobnych wartości spółczynnika złagodzenia pulsacyj dochodzi również Küssner uwzględniając nadto wpływ elastyczności płata [14] oraz Üding [16].

Przyjmując $\eta = 0{,}7$ oraz $v = 2\ v_I$ otrzymamy zależnie od obciążenia powierzchni i wydłużenia:

$$m_{max} = (1 + 0{,}5 . w) \text{ do } (1 + 0{,}6 . w).$$

Dla $w = 10\ m/sek$ otrzymalibyśmy więc $m_{max} = 6 - 7$, a więc spółczynniki obciążenia równie wysokie jak otrzymane przy wyskoku ze wzoru (7).

III. Lot wleczony.

W locie wleczonym możemy rozróżnić dwa zasadnicze wypadki:

1. Lot wleczony za samochodem, przyczem lina wznosi się pod dużym kątem względem poziomu.

2. Lot wleczony za samolotem, przyczem lina jest w przybliżeniu pozioma, względnie nachylona pod małym kątem do poziomu.

W wypadku pierwszym, obciążenia wywołuje głównie składowa ciągu liny, pionowa do toru szybowca, w locie jednostajnym w powietrzu zresztą spokojnem. Całkowity nadmiar wyporu nie idzie przytem na zrównoważenie sił masowych, a równoważy go skupiona siła pochodząca od ciągu liny.

W wypadku drugim, obciążenia występują głównie z powodu pionowych pulsacyj powietrza. Nachylenie liny nie ulega przytem większym zmianom (zakładając odpowiednie prowadzenie szybowca) a cały nadmiar wyporu zrównoważony zostaje siłami masowemi rozłożonemi w sposób jednorodny na całej konstrukcji szybowca.

Rozgraniczenie na te dwa wypadki jest tylko formalne i odpowiada przyjętej technice lotów wleczonych. W praktyce może zajść wypadek 1, również w locie za samolotem.

1. Lot wleczony przy dużym kącie wzniesienia liny.

Ten typ lotu stosowany jest głównie przy wleczeniu za samochodem lub za przyciągarką (windą), gdzie przy ograniczonych wymiarach lotniska i liny startowej chodzi o osiągnięcie możliwie dużej wysokości ponad przyrząd wleczący znajdujący się na ziemi. W lotach wleczonych za samolotem, jakkolwiek niema potrzeby lecieć na szybowcu znacznie wyżej od samolotu, można ten typ lotu zaobserwować również niejednokrotnie, nawet u zaawansowanych pilotów. O ile jednak w powietrzu spokojnem kąt liny zależy głównie od woli pilota, o tyle w powietrzu burzliwem szybowiec może niejednokrotnie wznieść się znacznie nad samolot wleczący bez udziału pilota.

a) Schemat uproszczony.

Jeżeli w locie wleczonym z pewną szybkością v_w kąt natarcia płata, a co zatem idzie i wypór wzrośnie, czy to z powodu odpowiedniego wychylenia steru czy też z powodu prądu wstępującego powietrza, wówczas szybowiec będzie się wznosił tak długo, dopóki składowa ciągu liny normalna do toru szybowca, nie zrównoważy nadmiaru wyporu. Szybowiec będzie wówczas leciał poziomo na większym kącie natarcia, niżby to odpowiadało szybkości v_w w locie jednostajnym swobodnym.

W wypadku krańcowym może się zdarzyć, że będzie leciał poziomo na kącie natarcia odpowiadającym $c_{y\,max}$, przy dowolnie dużej zresztą szybkości v_w. Na płat działa wówczas wypór:

$$P_y = c_{y\,max} \cdot \frac{\varrho}{2} \cdot S \cdot v_w^2 = \overline{m} \cdot Q,$$

a ponieważ:

$$\frac{Q}{c_{y\,max} \cdot \frac{\varrho}{2} \cdot S} = v_{min}^2$$

zatem:

$$\overline{m} = \left(\frac{v_w}{v_{min}}\right)^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (13)$$

W locie swobodnym, przyjmując milcząco, że płat jest idealnie sztywny i że ciężar płata rozłożony jest wzdłuż jego powierzchni podobnie jak wypór, obliczylibyśmy płat na obciążenie:

$$R = \nu \cdot \overline{m}\,(Q - Q_s) = n \cdot (Q - Q_s), \quad . \quad . \quad (14)$$

zakładając, że siły masowe działające na poszczególne elementy płata jak na każdą inną część szybowca, zrównoważą na miejscu odpowiednią część wyporu. Tymczasem w locie wleczonym przy dużym kącie wzniesienia liny, na „pułapie holowania", lot jest poziomy i jednostajny, zatem obciążenie płata będzie:

$$R = \nu\,(\overline{m} \cdot Q - Q_s). \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (15)$$

Po wstawieniu za $\overline{m}$ wartości krańcowej (13), otrzymamy:

$$R = \nu \left[\left(\frac{v_w}{v_{min}}\right)^2 \cdot Q - Q_s\right]. \quad . \quad . \quad . \quad (16)$$

Jeżeli zatem nie mamy przekroczyć obciążenia dopuszczalnego płata obliczonego utartym sposobem według równania (14), wówczas musimy ograniczyć szybkość wleczenia v_w do wartości $v_{w\,max}$, którą otrzymamy przyrównując równania (14) i (16). Otrzymamy wówczas;

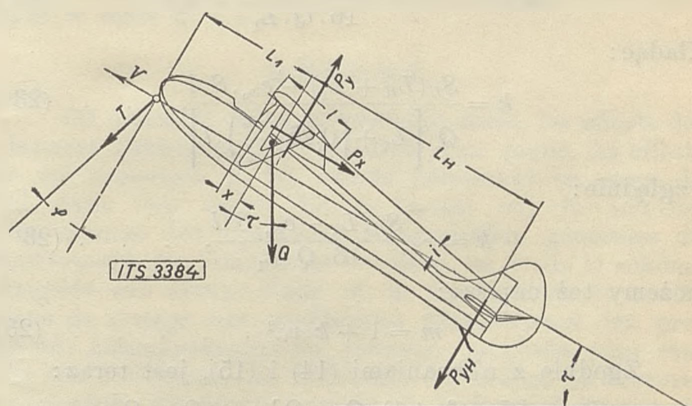
$$v_{w\,max} = v_{min} \cdot \sqrt{\frac{n}{\nu} - \frac{n-1}{\nu} \cdot \frac{Q_s}{Q}} \quad . \quad . \quad . \quad (17)$$

Powyższy wzór, wyprowadzony już raz w innem miejscu przez Janika [17], okazał się w praktyce niezupełnie słuszny. Daje on mianowicie za małe wartości dopuszczalnych szybkości wleczenia, względnie wymaga zbyt wygórowanych spółczynników wytrzymałości. Na przykład dla szybowca ITS II. o spółczynniku wytrzymałości $n = 9$, dla $\nu = 2$, byłoby $v_{w\,max} = 83\ km/h$; dla szybowca S. G. 3. o spółczynniku wytrzymałości $n = 9{,}5$ otrzymamy $v_{w\,max} = 83\ km/h$. Szybowce te były niejednokrotnie wleczone z szybkością $120\ km/h$, w różnych warunkach meteorologicznych. Szybkości wyliczone, są zresztą ze względu na używany tabor trudne w praktyce do utrzymania i bardzo niewygodne w przelocie. Gdyby wzór (17) był słuszny, możliwości lotów wleczonych musiałyby być znacznie ograniczone ze względu na bezpieczeństwo lotu.

b) Schemat rzeczywisty.

W rzeczywistości lina startowa zaczepiona jest zazwyczaj na nosie kadłuba. Ciąg liny daje względem środka ciężkości pewien moment ciążący na głowę, który zrównoważony jest odpowiednim momentem od opierzenia poziomego. Wskutek tego płat obciążony jest dodatkowo, ponieważ wypór musi zrównoważyć składową ciągu liny normalną do toru, a ponadto ujemny wypór opierzenia.

Z drugiej jednak strony, wypór opierzenia jest ograniczony podobnie jak każdego innego płata. Wskutek tego przy danych wymiarach szybowca, spółrzędnych punktu zaczepienia liny i wielkości opierzenia poziomego istnieje pewne maximum kąta natarcia płata ograniczone warunkami równowagi, a co zatem idzie, pewne maximum obciążenia naogół niższe niż przy zaczepieniu liny w środku ciężkości.



Ryc. 7.

Szybowiec w locie wleczonym. Objaśnienie przyjętych znakowań.

Rozpatrzmy warunki równowagi szybowca w locie wleczonym. Zgodnie z oznaczeniem na ryc. 7, zakładając lot jednostajny możemy napisać warunek równowagi składowych normalnych do kierunku lotu:

$$P_y = T \cdot \cos\varphi + Q \cdot \cos\tau + P_{y\,H}, \quad . \quad . \quad (18)$$

oraz warunek równowagi momentów względem środka ciężkości szybowca z pominięciem momentów oporów szkodliwych jako małych:

$$T \cdot \cos\varphi \cdot L_1 + M_s - P_{y\,H} \cdot L_H = 0, \quad . \quad . \quad (19)$$

gdzie M_s jest momentem płata względem środka ciężkości:

$$M_s = c_m{}' \cdot S \cdot q \cdot l,$$

przyczem $c_m{}'$ jest spółczynnikiem momentu płata względem środka ciężkości szybowca. Jeżeli pominiemy mały wpływ momentu oporów płata i położymy w przybliżeniu $c_n = \sim c_y$, wówczas:

$$c_m{}' = c_m - \frac{x}{l} \cdot c_y.$$

Ponieważ zgodnie z pomiarami w tunelu jest:

$$c_m = c_{m_0} + 0{,}25 \, . \, c_y,$$

zatem:

$$c_m' = c_{m_0} + \left(0{,}25 - \frac{x}{l}\right) . \, c_y \quad . \quad . \quad . \quad (20)$$

Dla opierzeń poziomych o profilach symetrycznych jest według pomiarów $c_{y\,H\,max} = \sim 1{,}0$, zatem:

$$P_{y\,H\,max} = 1 \, . \, q \, . \, S_H \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (21)$$

Po wstawieniu wartości (20) i (21) w równania (18) i (19) otrzymamy po wyeliminowaniu $T . \cos\varphi$:

$$P_y = c_y \, . \, q \, . \, S = \frac{q \, . \, S_H (L_H + L_1) - \left[c_{m_0} + \left(0{,}25 - \frac{x}{l}\right) . \, c_y\right] . \, S \, . \, q \, . \, l}{L_1} + Q$$

a stąd:

$$P_y = c_y \, . \, q \, . \, S = \frac{[S_H (L_H + L_1) - c_{m_0} \, . \, S \, . \, l] \, . \, \frac{v^2_w}{16}}{L_1 + \left(0{,}25 - \frac{x}{l}\right) . \, l} + Q$$

wreszcie:

$$\overline{m} = \frac{P_y}{Q} = \frac{[S_H (L_H + L_1) - c_{m_0} \, . \, S \; l] v^2_w}{16 \, . \, Q \left[L_1 + \left(0{,}25 - \frac{x}{l}\right) . \, l\right]} + 1 \quad . \quad (22)$$

W większości wypadków będziemy mogli przyjąć $L_H + L_1 = \sim L_K =$ długości kadłuba; zwykle jest $x/l = 0{,}30 - 0{,}40$, wyrażenie $\left(0{,}25 - \frac{x}{l}\right) . \, l$ będzie więc można wobec L_1 pominąć i wyrażenie (22) możemy napisać w prostszej formie:

$$\overline{m} = \sim 1 + \frac{S_H \, . \, L_k - c_{m_0} \, . \, S \, . \, l}{16 \, . \, Q \, . \, L_1} \, . \, v_w^2 \quad . \quad . \quad (22')$$

Kładąc:

$$k = \frac{S_H (L_H + L_1) - c_{m_0} \, . \, S \, . \, l}{Q \, . \left[L_1 + \left(0{,}25 - \frac{x}{l}\right) . \, l\right]}, \quad . \quad . \quad (23')$$

względnie:

$$k = \sim \frac{S_H \, . \, L_k - c_{m_0} \, . \, S \, . \, l}{16 \, . \, Q \, . \, L_1}, \quad . \quad . \quad . \quad (23'')$$

możemy też napisać:

$$\overline{m} = 1 + k \, . \, v_w^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (23)$$

Zgodnie z równaniami (14) i (15), jest teraz:

$$R = \nu [(k \, . \, v_w^2 . + 1) \, . \, Q - Q_s] = n (Q - Q_s),$$

a stąd:

$$n = \frac{\nu [(k \, . \, v_w^2 + 1) \, . \, Q - Q_s]}{Q - Q_s} \quad . \quad . \quad . \quad (24)$$

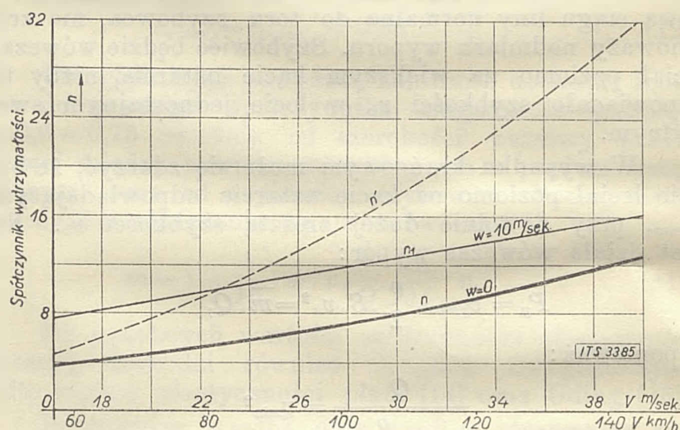
względnie:

$$\boxed{v_{w\,max} = \sqrt{\frac{(n - \nu)(Q - Q_s)}{\nu \, . \, k \, . \, Q}} \; m/sek} \quad . \quad (25)$$

Ryc. 8. przedstawia zależność $n = f(v_w)$ dla szybowca ITS. II. obliczoną z równania (24). Dopuszczalna maksymalna szybkość wleczenia wynosi dla tego szybowca według równania (25), $v_{w\,max} = \sim 120 \; km/h$. Otrzymujemy więc wartości zupełnie realne, w odróżnieniu od wartości wyliczonych wzorem (17), które dla tego szybowca przedstawia w ryc. 8 linja kreskowana n'.

2. Lot wleczony w powietrzu burzliwem.

Zupełnie podobnie jak w locie swobodnym, mogą powstać znaczne obciążenia w locie wleczonym przy linie w przybliżeniu poziomej względnie bardzo mało wzniesionej, jak to się zwykle stosuje w przelocie, na skutek nagłej zmiany kąta natarcia płata w razie napotkania silnego prądu wstępującego. Obciążenia nie mają w tym wypadku żadnego poważniejszego związku z liną wleczącą, a dochodzą do skutku analogicznie jak w locie swobodnym. O ile jednak w locie swobodnym, stosunkowo dużą szybkość $v = 2 . v_I$, jaką przyjęliśmy do obliczenia obciążeń w powietrzu burzliwem stosuje się rzadko, a w każdym razie przez czas bardzo krótki, o tyle w locie wleczonym stosunkowo dużą szybkość wleczenia, jaką trzeba stosować w przelocie, utrzymać trzeba przez bardzo nieraz długi okres czasu. Z jednej strony prawdopodobieństwo napotkania tak silnej pulsacji pionowej, jaką przyjęliśmy do rachunku ($w = 10 \; m/sek$), jest więc w czasie dłuższego przelotu znacznie większe aniżeli w locie swobodnym, z drugiej zaś strony szybkość wleczenia v_w jest zwykle również znacznie większą aniżeli $2 . v_I$. Z tego względu obciążenia w locie wleczonym w powietrzu burzliwem będą znacznie większe aniżeli w locie swobodnym. Na ryc. 8 naniesiono konieczne spółczynniki wytrzymałości płata $n = 2 . m$ obliczone ze wzoru (11) dla szybowca ITS. II. jako funkcje szybkości wleczenia v_w.



Ryc. 8.

Wymagany spółczynnik wytrzymałości w zależności od szybkości wleczenia: Linja kreskowana n' według wzoru Janika (17), linja pełna n (dla w = 0) według wzoru (25) autora, linja pełna n_1 (dla w=10 m/sek) dla lotu wleczonego w powietrzu bardzo burzliwem według wzoru (11). Przykład dla szybowca ITS. II:

$L_1 = 1{,}7 \; m$; $L_H = 4{,}05 \; m$; $S_H = 2 \; m^2$; $c_{m_0} = 0{,}05$; $\frac{x}{l} = 0{,}35$;

$S = 14{,}4 \; m^2$; $l = 1{,}2 \; m$; $Q = 180 \; kg$; $Q_s = 85 \; kg$; $\nu = 2$.

Jak z ryc. 8 wynika, obciążenia szybowca w locie wleczonym w powietrzu burzliwem mogą być bardzo groźne. Nie należy jednak zapominać, że przyjęte szybkości prądów wstępujących $w = 10 \; m/sek$, są wartościami maksymalnemi spotykanemi tylko w wyjątkowych warunkach meteorologicznych. Przeciętnie można liczyć na szybkości prądów wstępujących $w' = 5 \; m/sek$. W tym wypadku otrzymamy prawie dwa razy mniejsze obciążenia, a więc leżące w granicach obciążeń określonych wzorem (24). Z tego też względu, nie chcąc ograniczać zbytnio możliwości lotów wleczonych, w projekcie przepisów ITS przewiduje się jedynie obliczenie koniecznego spółczynnika wytrzymałości według wzoru (24), zaś szybkość dopuszczalną według wzoru (11) ze względu na burzliwość powietrza należy tylko podać do wiadomości pilota, jako polecenie stosowania możliwie małej szybkości wleczenia w powietrzu burzliwem.

Oczywiście, że przepis tego rodzaju może być tylko tymczasowym. Pomiary statystyczne maksymalnych wartości prądów wstępujących spotykanych w atmosferze oraz ich gradientu muszą ostatecznie wyjaśnić, jak wielką w należałoby przyjąć do rachunku. To jednak nie rozwiązuje jeszcze całkowicie sprawy. We

wzorze (11) uderza bowiem brak spółczynników charakteryzujących własności aerodynamiczne i stateczność szybowca, jakkolwiek wpływ tych czynników na wielkość obciążeń nie ulega wątpliwości. Zagadnienie to wymaga więc jeszcze głębszego ujęcia teoretycznego i sprawdzenia w locie.

IV. Streszczenie i wnioski.

A. Celem wyjaśnienia jak wielkie spółczynniki obciążenia należałoby przyjąć w projekcie przepisów odnośnie wytrzymałości szybowców, autor poddaje analizie lot swobodny i lot wleczony w powietrzu spokojnem i w powietrzu burzliwem.

Proste rozważenie lotu swobodnego uczy, że największe obciążenia występują przy wyskoku z lotu nurkowego. Opierając się na znanem rozwiązaniu ogólnych równań różniczkowych ruchu, autor rozpatruje jakie maksymalne obciążenia mogą zajść w rzeczywistości. Okazuje się przytem znaczny wpływ spółczynników stateczności właściwej szybowca, oraz minimalnego spółczynnika oporu na wielkość obciążeń, szczególnie dla szybowców lekkich. Bezwzględne wartości otrzymanych obciążeń są niepewne wobec nieznajomości odnośnych spółczynników w locie rzeczywistym i braku jakiegokolwiek porównania względnie sprawdzenia spółczynników charakteryzujących własności szybowca, znanych jedynie z pomiarów tunelowych.

Uwzględniając przebieg zjawisk zachodzących przy wyskoku, oraz przyjmując pewne ograniczenie co do szybkości osiągalnej w praktyce w locie nurkowym, autor wprowadza pewien uproszczony schemat obciążeń płata, podający zmianę spółczynnika obciążenia w całym zakresie kątów natarcia płata, przyczem bezwzględna wartość maksymalnego spółczynnika obciążenia wyraża się jako funkcja własności aerodynamicznych szybowca. Ten sposób ustalania spółczynników obciążenia, przyjęty przez autora do projektu przepisów ITS, daje wartości spółczynników wytrzymałości zgodne ze spółczynnikami szybowców latających i przeprowadza samoczynnie podział szybowców na grupy, zgodnie z ich rzeczywistemi zdolnościami do wywoływania pewnych obciążeń.

Rozpatrując lot w powietrzu burzliwem, dochodzi się do wniosku, że obciążenia z powodu pulsacyj poziomych są małe, natomiast obciążenia z powodu pulsacyj pionowych mogą być równie groźne jak przy wyskoku. Określenie jednak maksymalnych obciążeń natrafia na trudności wobec braku dostatecznie obszernego materjału statystycznego odnośnie do natężenia prądów wstępujących.

Znany wzór dla obliczenia dopuszczalnej szybkości wleczenia daje wartości nierealne, wobec czego autor wyprowadza inny wzór oddający lepiej warunki rzeczywiste. Rozważając obciążenia w locie wleczonym w powietrzu burzliwem okazuje się, że mogą one osiągnąć wartości bardzo wysokie. Przyjęte przytem wartości natężenia prądów wstępujących występują jednak stosunkowo rzadko, a używany wzór dla obliczenia obciążeń w powietrzu burzliwem, nie uwzględniając własności szybowca jest zbyt prymitywny, aby mógł dać pewne wyniki.

B. Na podstawie analizy sytuacyj w jakich mogą znaleźć się szybowce, zaproponowano w projekcie przepisów ITS pewne wartości spółczynników obciążenia zależne od własności aerodynamicznych. Dla wyprowadzenia zupełnie pewnych wniosków, brak dostatecznych danych doświadczalnych.

Wyłania się więc nagląca potrzeba przeprowadzenia całego szeregu badań, a mianowicie:

1. Sprawdzenie rzeczywistego przebiegu zjawiska wyskoku, przez pomiar biegunowej i spółczynników stateczności właściwej szybowców w locie rzeczywistym, oraz porównanie z pomiarami przyspieszeń wykonanemi na szybowcach, dla sprawdzenia względnie uzupełnienia znanych zależności analitycznych, celem umożliwienia racjonalnego określenia spółczynników obciążenia w zależności od własności projektowanych szybowców i ostatecznego wyrugowania wszelkich stałych spółczynników wytrzymałości z przepisów szybowcowych. Jedynie ten sposób uchronić może szybownictwo od przykrych niespodzianek, umożliwiając zarazem dalszy rozwój konstrukcji w kierunku lekkiej budowy i wynikających stąd możliwości.

2. Stałe przeprowadzanie szczegółowych pomiarów wszelkich nowych szybowców w tunelu, w szczególności biegunowej równowagi, oraz sprawdzanie wyników okresowo przez pomiary biegunowych w locie, celem umożliwienia dokładnego określania koniecznego spółczynnika wytrzymałości w myśl p. 1.

3. Zebranie doświadczalnie materjału statystycznego co do natężenia, gradientu i częstości występowania prądów wstępujących względnie pulsacyj pionowych, opracowanie teorji obciążeń w powietrzu burzliwem z uwzględnieniem wpływu własności aerodynamicznych i spółczynników stateczności właściwej na wielkość obciążeń, oraz sprawdzenie jej przez pomiary przyspieszeń w locie, wykorzystując równocześnie pomiary wykonane w myśl p. 1.

4. Pomiary obciążeń w locie wleczonym w powietrzu spokojnem, celem sprawdzenia podanych zależności analitycznych, oraz pomiary w locie wleczonym w powietrzu burzliwem wykorzystując dane zdobyte w myśl p. 1 i 3.

RÉSUMÉ.

On examine, dans la présente étude, les efforts des planeurs ayant lieu à la ressource d'un piqué, les efforts en vol remorqué et les efforts paraissant au cours du vol dans l'air agité. En se basant sur la solution bien connue des équations différentielles générales du mouvement du planeur en vol libre, on fonde le schéma simplifié des efforts d'aile et la dependance du coefficient de charge des coefficients caractérisant les propriétés aérodynamique du planeur, proposée pour établir les coefficients de résistance (de charge de rupture) nécessaires. En tenant compte de l'éfficacité limitée de l'empennage horizontal et de la manière d'accrocher le câble au planeur remorqué, en établit la formule pour calculer la vitesse maximum de la remorque en fonction du coefficient de résistance du planeur considéré. En examinant le vol libre et le vol remorqué en air agité, on vient à la conclusion que, théoriquement, les efforts dûs aux rafalales ascendantes et ceux dans une ressource soient également dangereux pour les planeurs. On ne pourra obtenir la solution définitive du problème considéré qu'ayant effectué des mesures en vol détaillées concernant non seulement la statistique des pulsations rencontrées, mais aussi le caractère des phénomènes se produisant en situations différentes. Ce n'est que par cette voie qu'il sera possible d'établir des relations définitives permettant de déterminer les coefficients de résistance nécessaires en dépendance des propriétés du planeur projeté.

Literatura.

1. Weyl: Über neuere amerikanische Beschleunigungsmessungen. ZFM 1925, str. 451 i 470.

2. Köppen u. Hübner: Beschleunigungsmessungen an Flugzeugen ZFM 1926, str. 534.

3. Scheubel: Über Beschleunigungsmessungen im Fluge. Abch. a. d. A. I. Aachen, H. 10.

4. Diringshofen: Die Bedeutung von hydrostatischen Druckunterschieden für den Blutkreislauf des Menschen bei Einwirkung hoher Beschleunigungen ZFM 1932, str. 164.

5. Diringshofen: Über die Wirkung von Beschleunigungen im Fluge auf den Menschen. Z F M 1933, str. 589.

6. Fuchs u. Blenk: Die Beanspruchung von Flugzeugen beim Abfangen. ZFM 1925. str. 78.

7. Küssner-Thalau: Die Entwicklung d. Festigkeitsvorschriften. Lufo. Bd. 10. Nr. 1.

8. Mitteilung Nr. 5. d. Deutschen Forschungsinstitutes für Segelflug. Flugsport 1933, str. 516.

9. Weyl: Die „ideale Polare“ u. d. Flugzeugfestigkeit ZFM 1933, str. 383.

10. Kurman: Metoda szwedzka określania spółczynników obciążenia. Wyd. I. B. T. L.

11. Leseurre et Gourdou: La détermination rationelle des efforts supportés par un avion. I. Congrés Int. d. l. sécurité aérienne Rap, I. p. 123/III.

12. Scott-Hall: Stresses in wing structures Technical Report of The Aeron. Research. 1929—30 Nr. 1309.

13. Normy procznosti dlja płanjerow-paritjeljej po konkursu 1933 g. Samolet Nr. 4. 1933.

14. Küssner: Die Beanspruchung d. Flugzeuge bei Böen. ZFM 1931, str. 579 i 605.

15. Kramer: Die Zunahme d. Maximalauftriebes von Tragflügeln bei plötzlicher Anstellwinkelvergrössung ZFM 1932, str. 185.

16. Thalau-Teichmann: Aufgaben a. d. Flugzeugstatik.

17. Janik: O obciążeniach w locie holowanym. Sprawozdanie IBTL Nr. 11.

18. Grzędzielski: O wytrzymałości wiązania nośnego płatowców. Przegląd Techniczny 1928, str. 549.

19. Köster: Die Festigkeit gefesselter Flugzeuge. Segelflieger 1932. Nr. 1, 2, 3. 6.

20. Schrenk: Erfahrungen a. d. Schleppflug-Praktikum d. DLV Segelflieger Nr. 6. 1932.

21. 'RRG: Richtlinien f. d. Bau von Gleit u. Segelflugzeugen.

22. Okólnik Min. Komunikacji Nr. 11/12 w sprawie szybownictwa.

23. Czerwiński: I. Sprawozdanie z pomiarów przyspieszeń występujących w lotach szkolnych na szybowcu. Skrzydlata Polska Nr. 10/11 1932.

24. Jaworski: II. Sprawozdanie z pomiarów przyspieszeń. Skrzydlata Polska Nr. 4/5, 1933.

25. Reissner: Neuere Probleme a. d. Flugzeugstatik ZFM 1926. str. 137 i d.

26. Hertel: Verdrehsteifigkeit u. Verhrehfestigkeit von Flugzeugbauteilen. Lufo Bd. 9. Nr. 1.

Literatura wymieniona w. 1—18 odnosi się bezpośrednio do niniejszego artykułu. Z literatury wymienionej w p. 19—26 korzystano ponadto przy układaniu projektu przepisów.

Adam Nowotny.

Pomiary płatów z lotkami.

Mesures des ailes munies d' ailerons.

Ces mesures, exécutées au Laboratoire Aérodynamique de l'École Politechnique de Lwów sur des ailes munies d' ailerons, font la première série des mesures systematiques qu'on a résolu d'exécuter sur ces ailes.

Cel badań.

Dla szybowców przelotowych, obok doskonałości aerodynamicznej i szybkości po torze, duże znaczenie posiada rozpiętość szybkości. Jej znaczenie wyjaśniliśmy już w innem miejscu [1]). Z pośród urządzeń zmierzających do tego celu, bardzo skuteczne a równocześnie proste do wykonania wydają się klapy względnie lotki umieszczone w części spływowej profilu płata, a dające się opuszczać względnie wychylać w locie. Sposób ten, znany i ostatnio stosowany na szeroką skalę w budowie samalotów, u nas nie został jeszcze zastosowany do szybowców, jakkolwiek pewne próby w tym kierunku spotykamy w szybowcach niemieckich. Nie można jednak polegać tylko na doświadczeniu lotnictwa silnikowego. Podczas gdy bowiem w samolotach chodzi przytem o zmniejszenie szybkości po torze przy równoczesnem celowem pogorszeniu doskonałości aerodynamicznej, celem umożliwienia stromego startu i lądowania, to dla szybowców przelotowych chodzi o zmniejszenie szybkości po torze przy możliwie nieznacznem pogorszeniu szybkości opadania.

Celem zbadania więc korzyści tego rodzaju urządzeń dla szybowców i zdobycia dostatecznej ilości danych potrzebnych do konstrukcji, przystąpiono w Instytucie Techniki Szybownictwa do systematycznego badania płatów z lotkami. Poniżej podajemy do użytku konstruktorów pierwszą serję pomiarów.

[1]) Vide *Czasopismo Lotnicze* Nr. 2 1933.

Dane geometryczne.

Płaty o znanych profilach zasadniczych ITS 3, 4 i 9 [2]), oraz G. 692, posiadają obrys prostokątny i wydłużenie 5.

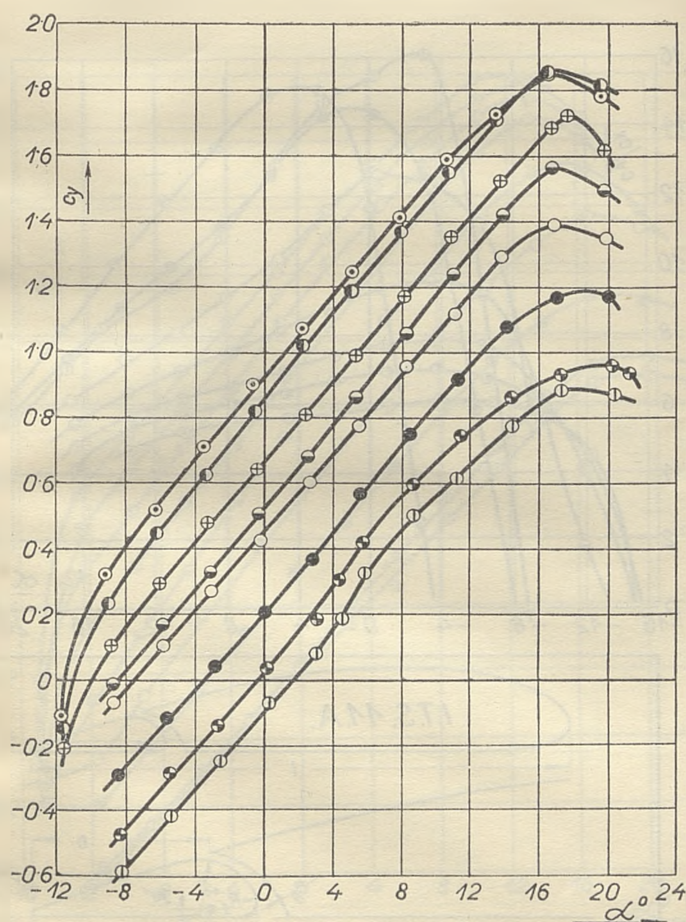
W szczególności posiadają poszczególne płaty następujące profile zasadnicze:

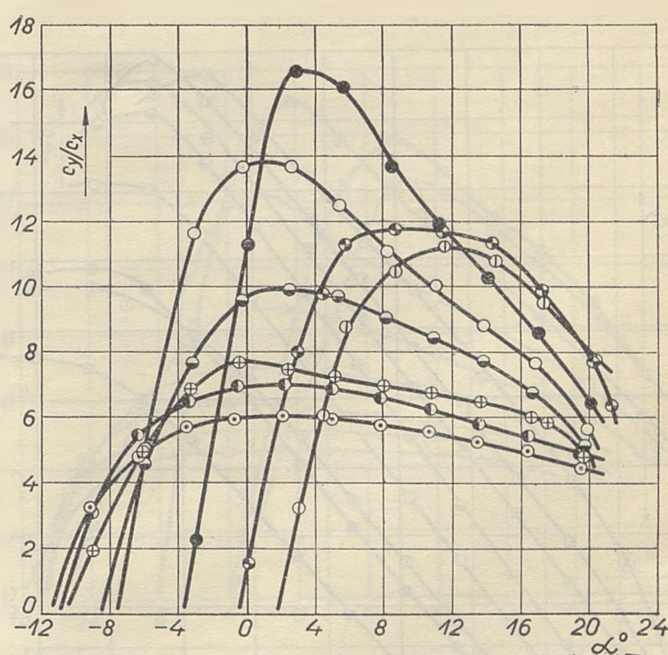
Płat ITS 10	. . .	profil ITS 9.
„ „ 11	. . .	„ G. 692
„ „ 12	. . .	„ ITS 4.
„ „ 13	. . .	„ ITS 3.

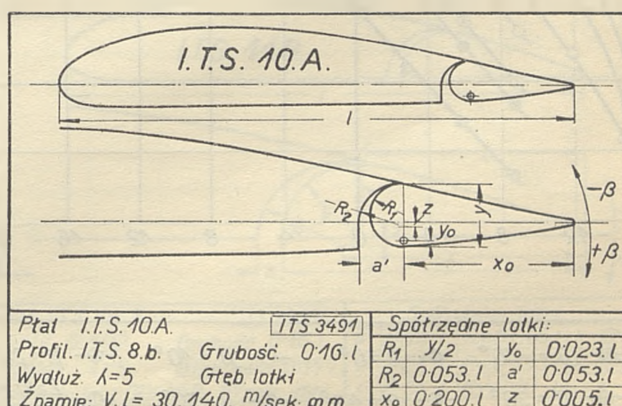
Lotki, biegnące wzdłuż całej rozpiętości płata, otrzymano przez odpowiednie wycięcia z profilów zasadniczych. W płatach ITS 11 i 12 zmieniano systematycznie głębokości lotek, które zajmują A—25%, B—34%, C—45% głębokości płata. Promienie krzywizny wycięcia płata i nosków lotkowych dobrano w ten sposób, że przy wychyleniu lotek do dołu, przekrój szczeliny na górnej powierzchni płata pozostaje niezmieniony. Jedynie w płacie ITS 10 A szczelina powiększą się przy opuszczaniu lotki. Płat ITS 13 A posiada szczelinę „odwróconą“ t. zn. przepuszczającą strumień powietrza z górnej na dolną powierzchnię płata, wyciętą w profilu zasadniczym ITS 3 posiadającym stały „środek“ ciśnień.

Szczegółowe wymiary lotek i szczelin podają tabele w ryc. 1—8.

[2]) Dane profili ITS 1—8 poddaliśmy w *Czasopiśmie Lotniczem* Nr. 4 z 1933 r. jako profile Nr. 1—8. Profil ITS 9 jest odpowiednio zgrubionym profilem ITS 8.







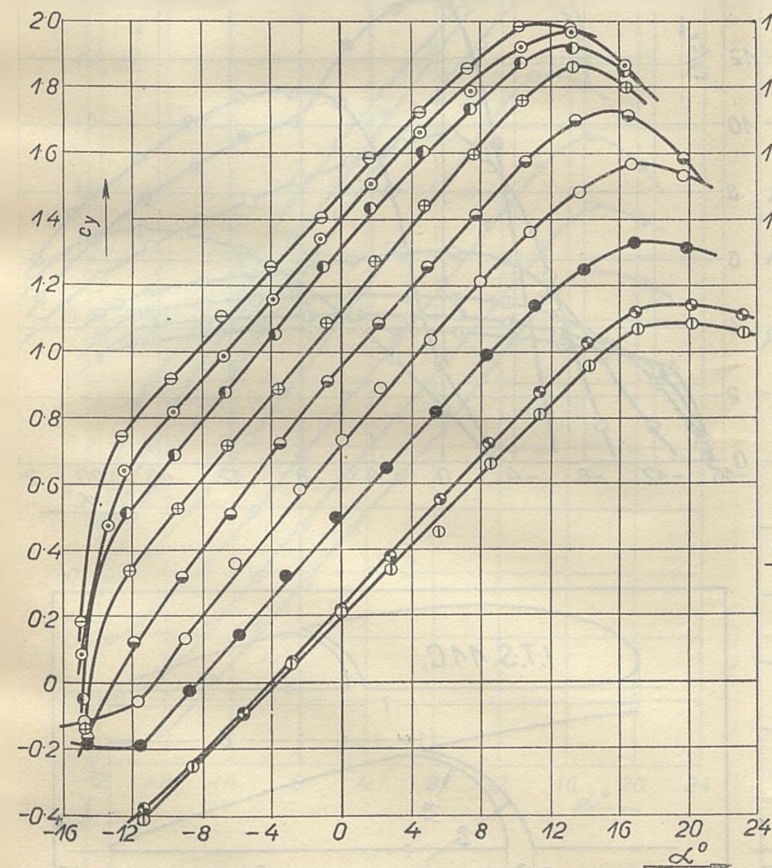
Płat I.T.S.10.A.	ITS 3491	Spółrzędne lotki:			
Profil. I.T.S. 8.b.	Grubość 0·16.l	R_1	y/2	y_0	0·023.l
Wydłuż. λ=5	Głęb. lotki	R_2	0·053.l	a'	0·053.l
Znamię: V.l= 30.140. m/sek. m m		x_0	0·200.l	z	0·005.l

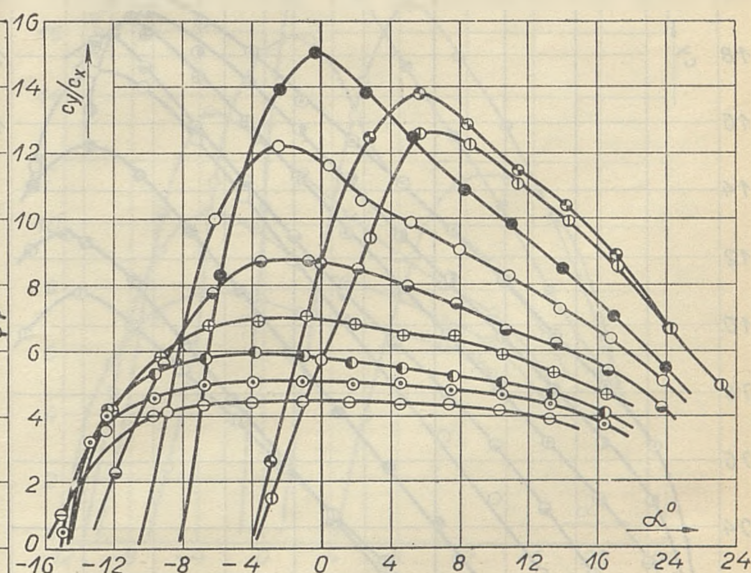
Ryc 1. Biegunowe i wykresy spółczynników wyporu c_y, spółczynników momentów c_m, oraz spółczynników szybowania c_x/c_y. w funkcji kąta natarcia płata α dla różnych wychyleń lotki β, oraz spółrzędne lotki, dla płata : ITS 10 A.

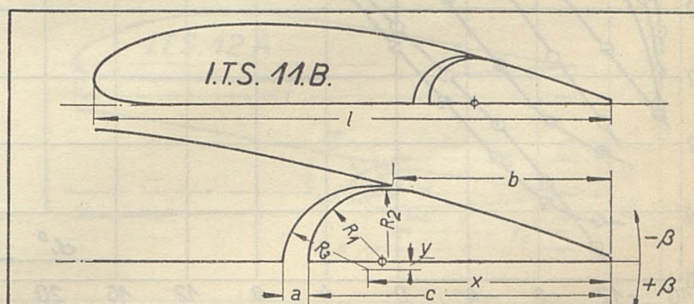
Płat I.T.S. 11. A — ITS 3492
Profil. G. 692. Grubość 0·16 l
Wydłuż $\lambda = 5$ Głęb lotki 0·25 l
Znamię: V.l. = 30.140 m/sek. mm

Spółrzędne lotki:					
a	0·04 l	R_1	0·02 l	x_0	0·20 l
b	0·20 l	R_2	0·07 l	y_0	0·01 l
c	0·25 l	R_3	0·12 l		

Ryc. 2. *Biegunowe i wykresy spółczynników wyporu c_y, spółczynników momentów c_m., oraz spółczynników szybowania c_x/c_y w funkcji kąta natarcia płata α dla różnych wychyleń lotki β, oraz spółrzędne lotki dla płata: ITS 11 A.*







−⊙− β = −15° −◐− β = −10° −●− 3 = 0° −○− β = 10° −◒− β = 20°
−⊕− β = 30° −◑− β = 40° −⦶− 3 = 50° −⊖− β = 60°

Płat. I.T.S. 11.B	ITS 3493	Spółrzędne lotki					
Profil. G. 692.	Grubość 0·16 l	a	0·03 l	R_1	0·085 l	x	0·098 l
Wydłuż. λ=5	Głęb. lotki 0·35 l	b	0·25 l	R_2	0·153 l	y	0·009 l
Znamię: V.l = 30.140 m/sek. mm		c	0·35 l	R_3	0·10 l		

Ryc. 3. *Biegunowe i wykresy spółczynników wyporu c_y, spółczynników momentów c_m, oraz spółczynników szybowania c_x/c_y w funkcji kąta natarcia płata α dla różnych wychyleń lotki β, oraz spółrzędne lotki, dla płata: ITS 11 B.*

c_y

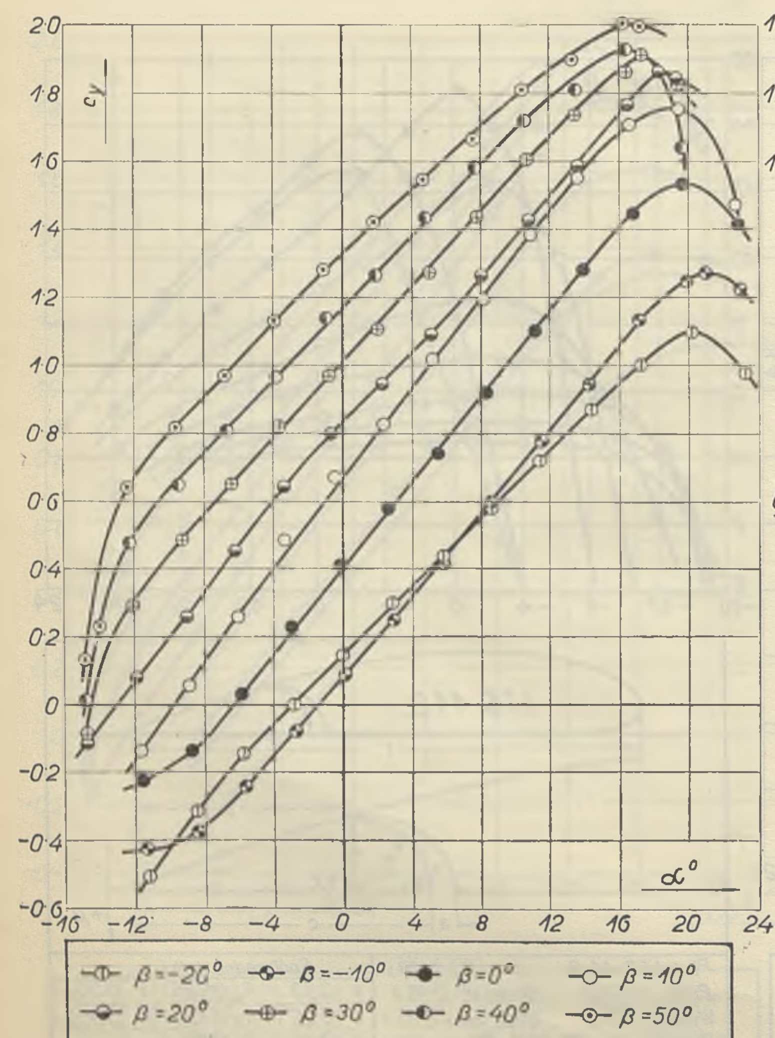
2.0 1.8 1.6 1.4 1.2 1.0 0.8 0.6 0.4 0.2 0 -0.2 -0.4 -0.6

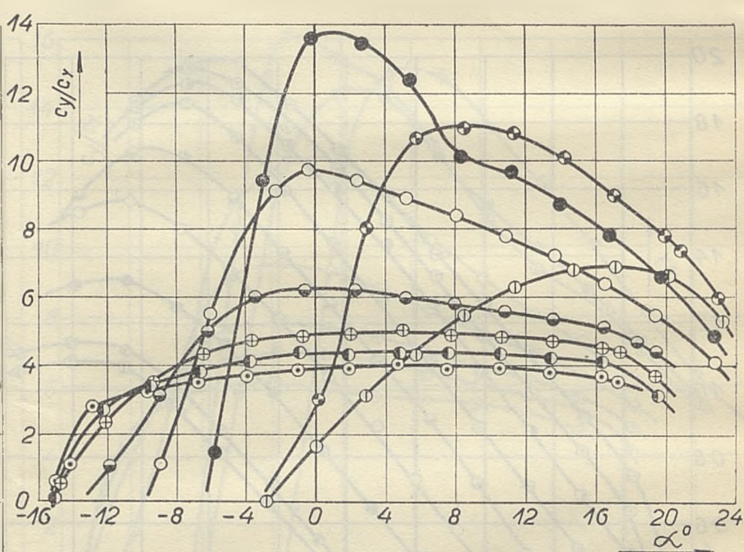
0.04 0.08 0.12 0.16 0.2 0.24 0.28 0.32 0.36 0.4 0.44 0.48 0.52 0.54

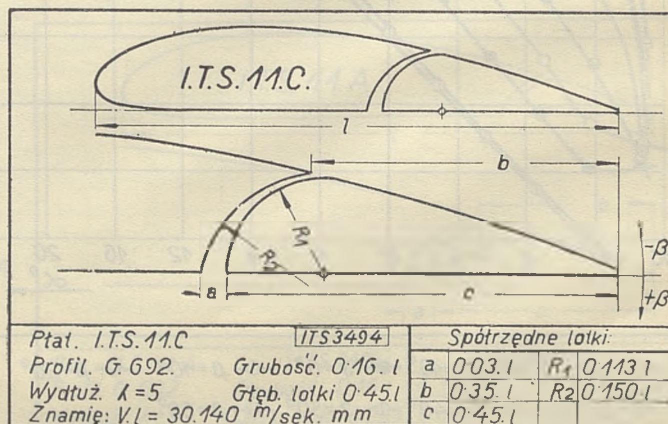
c_x

-0.2 -0.1 0 0.1 0.2 0.3 0.4 0.5 0.6 0.7 0.8

c_m

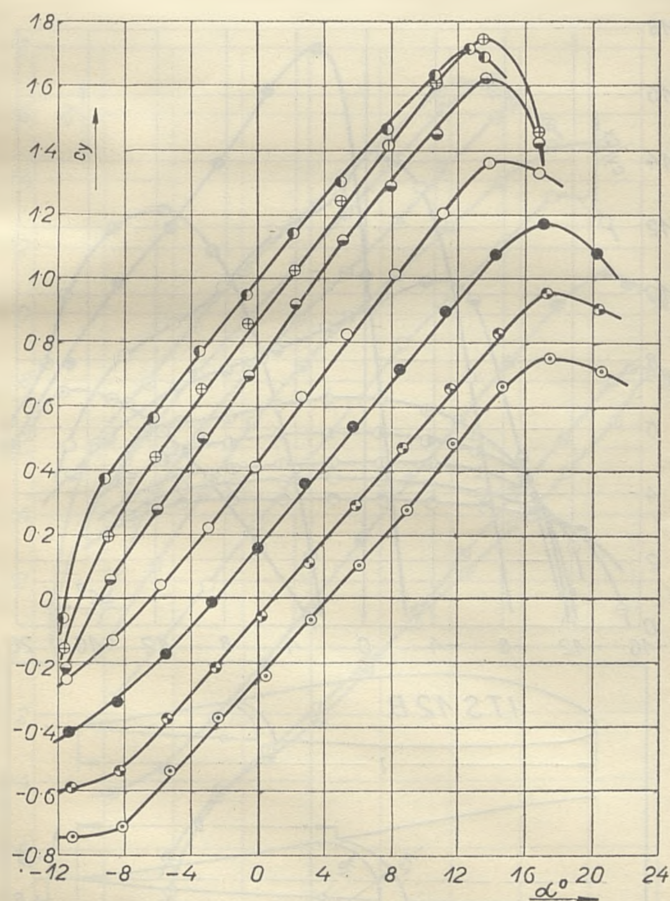


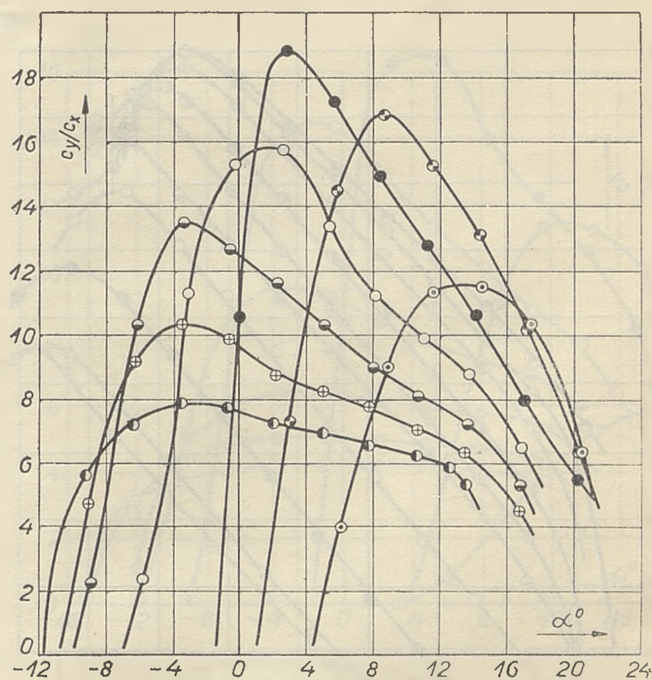


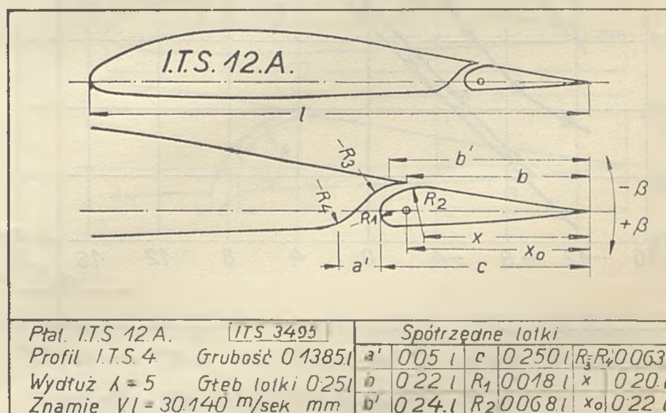


Płat. I.T.S.11.C	ITS3494	Spółrzędne lotki:			
Profil. G. 692.	Grubość 0.16. l	a	0.03. l	R_1	0.113 l
Wydłuż. $\lambda = 5$	Głęb. lotki 0.45. l	b	0.35. l	R_2	0.150 l
Znamię: V.l = 30.140 m/sek. mm		c	0.45. l		

Ryc. 4. Biegunowe i wykresy spółczynników wyporu c_y, spółczynników momentów c_m, oraz spółczynników szybowania c_x/c_y w funkcji kąta natarcia płata α dla różnych wychyleń lotki β, oraz spółrzędne lotki, dla płata: ITS 11 C.







Płat. I.T.S 12.A.	ITS 3495	Spółrzędne lotki					
Profil I.T.S. 4	Grubość 0·1385 l	a'	0·05 l	c	0·250 l	$R_3 = R_4$	0·063 l
Wydłuż λ = 5	Głęb lotki 0·25 l	b	0·22 l	R_1	0·018 l	x	0·20 l
Znamię V l = 30.140 m/sek mm		b'	0·24 l	R_2	0·068 l	x_o	0·22 l

β = -20° β = -10° β = 0° β = 10°
β = 20° β = 30° β = 40°

Ryc. 5. *Biegunowe i wykresy spółczynników wyporu c_y, spółczynników momentów c_m, oraz spółczynników szybowania c_x/c_y w funkcji kąta natarcia płata α dla różnych wychyleń lotki β, oraz spółrzędne lotki, dla płata: ITS 12 A.*

Płat I.T.S. 12. B. — ITS 3496

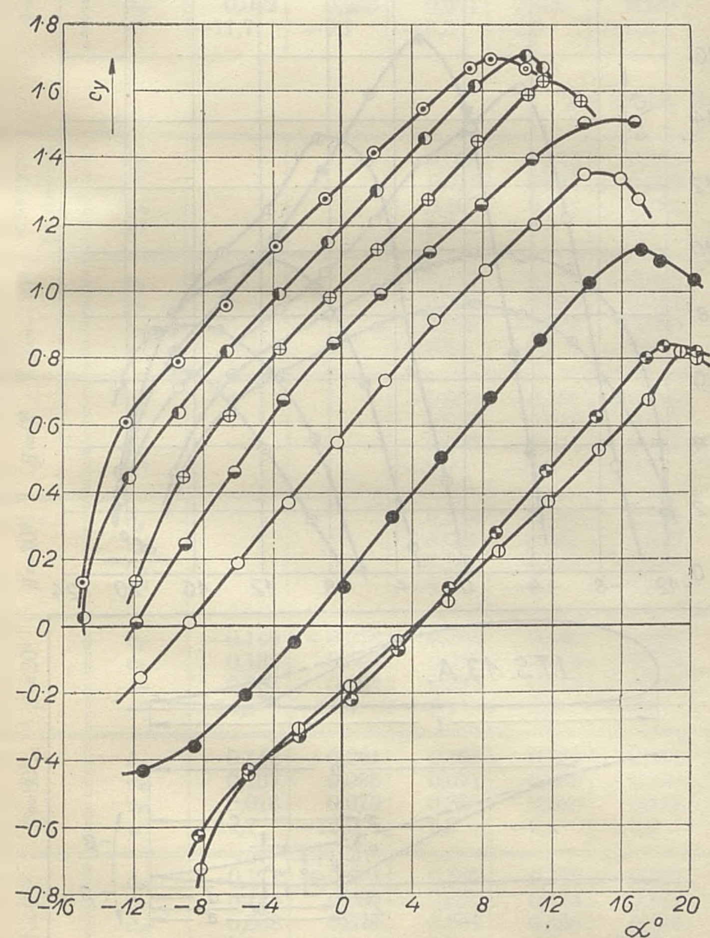
Profil. I.T.S. 4. — Grubość 0·1385 l

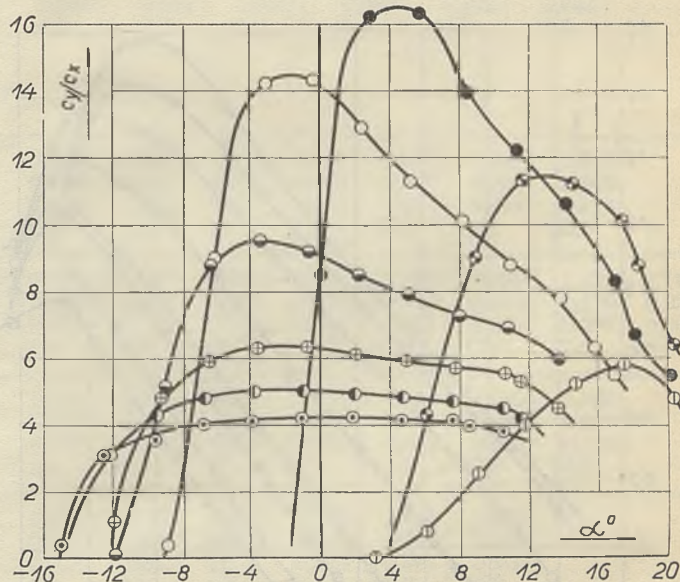
Wydłuż. $\lambda = 5$ — Głęb. lotki 0·35 l

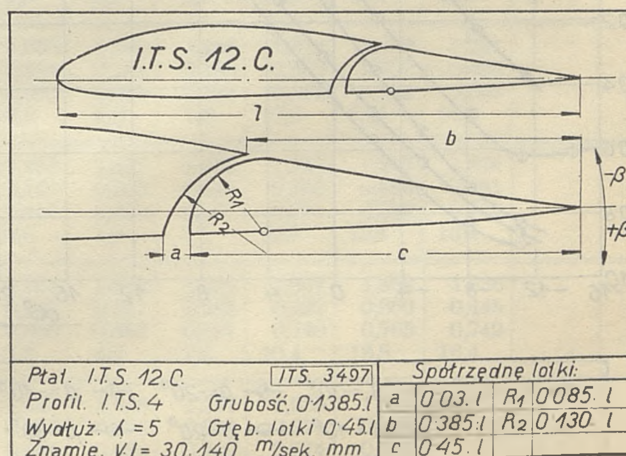
Znamię: V. l = 30.140. m/sek. mm.

Spółrzędne lotki			
a	0·03. l	R_1	0·067. l
b	0·30. l	R_2	0·010. l
c	0·35. l		

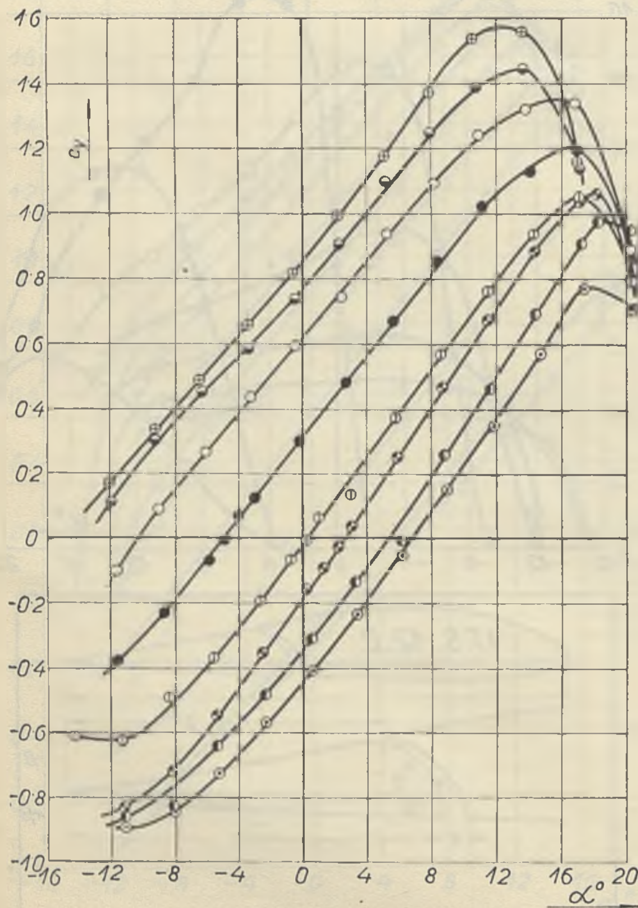
Ryc. 6. Biegunowe i wykresy spółczynników wyporu c_y, spółczynników momentów c_m, oraz spółczynników szybowania c_x/c_y w funkcji kąta natarcia płata α dla różnych wychyleń lotki β, oraz spółrzędne lotki, dla płata: ITS 12 B.

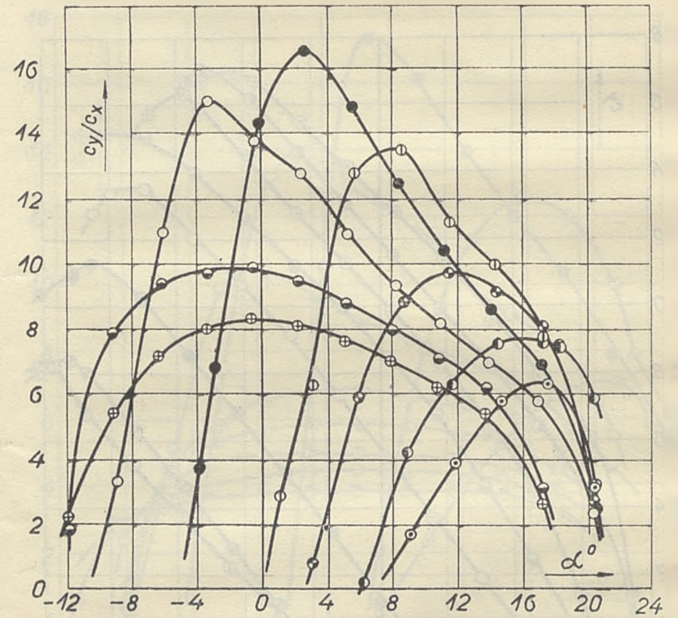


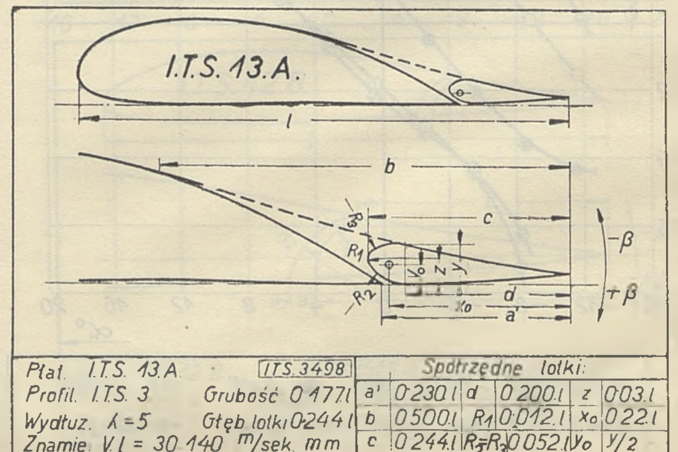




Ryc. 7. *Biegunowe i wykresy spółczynników wyporu c_y, spółczynników momentów c_m, oraz spółczynników szybowania c_x/c_y w funkcji kąta natarcia płata α dla różnych wychyleń lotki β, oraz spółrzędne lotki, dla płata: ITS 12 C.*







Płat. I.T.S. 13.A.	ITS.3498
Profil. I.T.S. 3	Grubość 0·177 l
Wydłuż. $\lambda = 5$	Głęb. lotki 0·244 l
Znamię. V.l = 30 140 m/sek. mm	

Spółrzędne lotki:					
a'	0·230 l	d	0·200 l	z	0·03 l
b	0·500 l	R_1	0·012 l	x_0	0·22 l
c	0·244 l	$R_2 = R_3$	0·052 l	y_0	y/2

Ryc. 8. Biegunowe i wykresy spółczynników wyporu c_y, spółczynników momentów c_m, oraz spółczynników szybowania c_x / c_y w funkcji kąta natarcia płata α dla różnych wychyleń lotki β, oraz spółrzędne lotki, dla płata: ITS 13 A.

Tabela 1. — ITS. 10 *A*.

$\beta=-15^0$	c_y	−0,588	−0,413	−0,244	−0,071	+0,081	0,187	0,323	0,500	0,616	0,776	0,884	0,868	
	c_x	0,074	0,043	0,031	0,023	0,025	0,031	0,037	0,048	0,055	0,072	0,093	0,112	
	c_m	−0,184	−0,142	−0,107	−0,065	−0,037	−0,008	+0,032	0,073	0,088	0,120	0,139	0,128	
	α^0	−8,2	−5,4	−2,6	+0,3	3,1	4,5	5,9	8,7	11,6	14,5	17,4	20,4	
$\beta=-10^0$	c_y	−0,471	−0,285	−0,136	+0,034	0,184	0,303	0,416	0,599	0,744	0,861	0,931	0,956	0,935
	c_x	0,056	0,033	0,023	0,022	0,023	0,031	0,037	0,051	0,064	0,076	0,094	0,124	0,147
	c_m	−0,122	−0,056	−0,049	−0,0106	+0,014	0,046	0,081	0,121	0,147	0,158	0,166	0,176	0,179
	α^0	−8,4	−5,5	−2,7	+0,2	3,0	4,4	5,8	8,6	11,5	14,4	17,3	20,3	21,3
$\beta=0^0$	c_y	−0,290	−0,132	+0,041	0,203	0,364	0,562	0,750	0,919	1,079	1,167	1,168		
	c_x	0,029	0,020	0,018	0,018	0,022	0,035	0,055	0,077	0,105	0,136	0,181		
	c_m	−0,022	+0,009	0,046	0,081	0,112	0,160	0,205	0,246	0,277	0,298	0,316		
	α^0	−8,5	−5,7	−2,8	+0,0	2,9	5,7	8,5	11,3	14,2	17,1	20,1		
$\beta=+10^0$	c_y	−0,068	+0,106	0,267	0,422	0,602	0,773	0,958	1,123	1,292	1,391	1,347		
	c_x	0,024	0,021	0,023	0,031	0,044	0,062	0,087	0,112	0,146	0,182	0,237		
	c_m	0,096	0,136	0,165	0,198	0,240	0,275	0,317	0,356	0,395	0,422	0,418		
	α^0	−8,7	−5,9	−3,1	−0,2	+2,6	5,5	8,3	11,1	13,9	16,9	19,9		
$\beta=20^0$	c_y	−0,022	+0,170	0,328	0,506	0,684	0,863	1,059	1,239	1,419	1,563	1,491		
	c_x	0,035	0,037	0,043	0,053	0,069	0,089	0,117	0,147	0,184	0,231	0,287		
	c_m	0,131	0,177	0,207	0,247	0,293	0,333	0,385	0,430	0,474	0,518	0,506		
	α^0	−8,8	−6,0	−3,1	−0,3	+2,6	5,4	8,2	11,0	13,9	16,7	19,8		
$\beta=30^0$	c_y	−0,203	+0,104	0,294	0,478	0,647	0,812	0,992	1,173	1,351	1,523	1,681	1,719	1,611
	c_x	0,107	0,053	0,059	0,069	0,085	0,109	0,137	0,168	0,200	0,236	1,278	0,294	0,335
	c_m	0,022	0,198	0,243	0,288	0,332	0,370	0,412	0,461	0,501	0,547	0,593	0,597	0,571
	α^0	−11,6	−8,9	−6,1	−3,2	−0,4	+2,4	5,3	8,1	10,1	13,8	16,6	17,6	19,7
$\beta=40^0$	c_y	−0,150	+0,229	0,442	0,626	0,823	1,023	1,189	1,364	1,546	1,709	1,856	1,811	
	c_x	0,118	0,074	0,081	0,097	0,119	0,146	0,173	0,207	0,248	0,292	0,341	0,370	
	c_m	0,044	0,256	0,319	0,367	0,417	0,472	0,514	0,560	0,606	0,643	0,678	0,659	
	α^0	−11,7	−9,0	−6,2	−3,4	−0,6	+2,2	5,1	7,9	10,7	13,6	16,5	19,5	
$\beta=50^0$	c_y	−0,102	+0,318	0,518	0,712	0,902	1,072	1,249	1,416	1,588	1,726	1,845	1,780	
	c_x	0,123	0,099	0,108	0,125	0,151	0,177	0,210	0,246	0,284	0,326	0,368	0,403	
	c_m	0,062	0,293	0,354	0,405	0,457	0,495	0,546	0,579	0,622	0,653	0,678	0,644	
	α^0	−11,7	−9,1	−6,3	−3,5	−0,6	+2,2	5,0	7,9	10,7	13,6	16,5	19,5	

Tabela 2. — ITS. 11 *A*.

Zakryta szczelina	c_y			0,000	0,178	0,355	0,526	0,707	0,892	1,052	1,188	1,273	1,328	1,312	
	c_x			0,018	0,017	0,022	0,034	0,048	0,069	0,097	0,126	0,156	0,190	0,240	
	c_m			0,107	0,146	0,186	0,227	0,270	0,313	0,353	0,373	0,397	0,406	0,414	
	α^0			−8,8	−6,0	−3,1	−0,3	+2,5	5,3	8,2	11,1	15,0	16,9	20,0	
$\beta=-10^0$	c_y			−0,267	−0,114	+0,045	0,223	0,378	0,541	0,726	0,879	1,006	1,093	1,120	1,120
	c_x			0,030	0,020	0,018	0,019	0,025	0,036	0,054	0,074	0,100	0,133	0,178	0,226
	c_m			−0,022	−0,002	0,030	0,069	0,095	0,135	0,179	0,215	0,246	0,272	0,295	0,305
	α^0			−8,5	−5,7	−2,8	0,0	2,8	5,7	8,5	11,4	14,2	17,2	20,1	23,1
$\beta=0^0$	c_y			−0,058	+0,108	0,280	0,444	0,625	0,810	0,999	1,163	1,318	1,379	1,363	
	c_x			0,020	0,018	0,022	0,031	0,044	0,064	0,089	0,116	0,149	0,189	0,235	
	c_m			0,078	0,111	0,147	0,183	0,229	0,277	0,326	0,365	0,404	0,416	0,429	
	α^0			−8,7	−5,9	−3,1	−0,2	+2,6	5,4	8,2	11,1	13,9	16,9	19,9	
$\beta=10^0$	c_y			0,148	0,346	0,526	0,711	0,917	1,127	1,294	1,475	1,606	1,623		
	c_x			0,027	0,031	0,043	0,056	0,079	0,110	0,142	0,181	0,221	0,265		
	c_m			0,182	0,229	0,275	0,320	0,378	0,439	0,478	0,529	0,567	0,560		
	α^0			−8,9	−6,1	−3,3	−0,5	+2,3	5,1	8,0	10,8	13,7	16,7		
$\beta=20^0$	c_y	−0,165	+0,078	0,285	0,488	0,688	0,886	1,098	1,307	1,494	1,674	1,822	1,791		
	c_x	0,132	0,042	0,045	0,054	0,072	0,095	0,124	0,161	0,198	0,239	0,290	0,329		
	c_m	0,007	0,194	0,256	0,310	0,366	0,416	0,481	0,535	0,591	0,634	0,682	0,659		
	α^0	−14,6	−11,9	−9,1	−6,3	−3,4	−0,6	+2,2	5,0	7,8	10,6	13,5	16,5		
$\beta=30^0$	c_y	−0,146	+0,261	0,463	0,661	0,847	1,030	1,233	1,431	1,602	1,746	1,917	1,876		
	c_x	0,137	0,065	0,071	0,085	0,108	0,133	0,166	0,205	0,246	0,283	0,336	0,391		
	c_m	0,016	0,279	0,338	0,393	0,441	0,488	0,550	0,604	0,657	0,691	0,740	0,717		
	α^0	−14,7	−12,0	−9,2	−6,4	−3,6	−0,8	+2,0	4,8	7,7	10,5	13,4	16,4		
$\beta=40^0$	c_y	−0,111	+0,364	0,580	0,765	0,967	1,143	1,341	1,519	1,692	1,851	1,982	1,836		
	c_x	0,144	0,082	0,097	0,114	0,138	0,165	0,201	0,241	0,283	0,327	0,369	0,445		
	c_m	0,038	0,326	0,391	0,438	0,496	0,548	0,600	0,652	0,697	0,740	0,765	0,742		
	α^0	−15,1	−12,1	−9,3	−6,5	−3,7	−0,9	+1,9	4,7	7,6	10,4	13,3	16,4		
$\beta=50^0$	c_y	−0,027	+0,540	0,753	0,945	1,137	1,305	1,449	1,638	1,777	1,935	1,881			
	c_x	0,150	0,117	0,135	0,156	0,187	0,221	0,253	0,294	0,324	0,374	0,402			
	c_m	0,067	0,395	0,461	0,515	0,571	0,619	0,651	0,692	0,738	0,774	0,729			
	α^0	−14,8	−12,3	−9,5	−6,7	−3,9	−1,0	+1,8	4,6	7,5	10,4	13,4			

Tabela 3. — ITS. 11 *B*.

$\beta=-15^0$	c_y	−0,412	−0,255	−0,094	+0,051	0,207	0,337	0,449	0,657	0,814	0,958	1,067	1,082	1,057
	c_x	0,097	0,044	0,038	0,035	0,036	0,036	0,040	0,054	0,074	0,097	0,125	0,165	0,215
	c_m	−0,095	−0,026	+0,003	0,034	0,063	0,090	0,129	0,164	0,203	0,232	0,262	0,281	0,296
	α^0	−11,4	−8,6	−5,7	−2,9	0,0	2,9	5,7	8,6	11,4	14,3	17,2	20,2	23,2
$\beta=-10^0$	c_y	−0,378	−0,252	−0,099	+0,063	0,216	0,373	0,550	0,729	0,877	1,022	1,116	1,138	1,107
	c_x	0,090	0,033	0,027	0,024	0,025	0,030	0,040	0,057	0,077	0,099	0,136	0,173	0,227
	c_m	−0,074	−0,016	+0,016	0,049	0,082	0,114	0,156	0,195	0,232	0,268	0,295	0,312	0,317
	α^0	−11,4	−8,6	−5,7	−2,9	0,0	2,8	5,7	8,5	11,4	14,2	17,1	20,1	23,1
$\beta=0^0$	c_y	−0,184	−0,189	−0,022	+0,148	0,319	0,494	0,648	0,819	0,990	1,138	1,246	1,327	1,314
	c_x	0,115	0,026	0,019	0,018	0,023	0,033	0,047	0,066	0,092	0,116	0,149	0,190	0,244
	c_m	−0,005	0,063	0,096	0,135	0,174	0,211	0,252	0,289	0,331	0,366	0,388	0,409	0,419
	α^0	−14,6	−11,6	−8,8	−5,9	−3,1	−0,3	+2,6	5,4	8,3	11,1	14,0	16,9	19,9
$\beta=10^0$	c_y	−0,112	−0,058	+0,135	0,360	0,579	0,733	0,885	1,038	1,210	1,359	1,480	1566	1,530
	c_x	0,121	0,035	0,033	0,036	0,048	0,063	0,084	0,105	0,134	0,165	0,206	0,250	0,306
	c_m	0,036	0,127	0,176	0,242	0,303	0,339	0,371	0,400	0,443	0,477	0,509	0,540	0,414
	α^0	−14,7	−11,7	−8,9	−6,1	−2,4	+0,5	2,3	5,2	8,0	10,9	13,8	16,7	19,7
$\beta=20^0$	c_y	−0,166	+0,121	0,319	0,508	0,715	0,909	1,084	1,255	1,417	1,575	1,695	1,710	1,579
	c_x	0,137	0,053	0,057	0,066	0,082	0,104	0,129	0,158	0,192	0,238	0,275	0,324	0,377
	c_m	0,004	0,209	0,261	0,313	0,371	0,422	0,466	0,509	0,550	0,582	0,623	0,632	0,606
	α^0	−14,6	−11,9	−9,1	−6,3	−3,5	−0,7	2,2	5,0	7,8	10,7	13,6	16,6	19,7
$\beta=30^0$	c_y	−0,139	+0,333	0,522	0,711	0,882	1,084	1,273	1,438	1,593	1,755	1,858	1,800	
	c_x	0,147	0,079	0,090	0,106	0,129	0,155	0,189	0,224	0,260	0,302	0,350	0,394	
	c_m	0,014	0,302	0,349	0,396	0,448	0,505	0,562	0,601	0,638	0,687	0,705	0,677	
	α^0	−14,7	−12,1	−9,3	−6,5	−3,6	−0,8	+2,0	4,8	7,7	10,5	13,4	16,5	
$\beta=40^0$	c_y	−0,045	+0,508	0,684	0,877	1,053	1,255	1,431	1,602	1,730	1,872	1,912	1,849	
	c_x	0,161	0,120	0,130	0,153	0,179	0,217	0,254	0,298	0,334	0,374	0,413	0,451	
	c_m	0,065	0,365	0,413	0,466	0,519	0,583	0,633	0,681	0,711	0,745	0,740	0,717	
	α^0	−14,8	−12,3	−9,5	−6,6	−3,8	−1,0	+1,8	4,7	7,6	10,4	13,4	16,4	
$\beta=50^0$	c_y	0,081	0,477	0,639	0,819	0,987	1,161	1,341	1,507	1,660	1,786	1,926	1,966	1,863
	c_x	0,174	0,147	0,158	0,180	0,203	0,233	0,269	0,305	0,341	0,382	0,421	0,461	0,500
	c_m	0,122	0,334	0,411	0,465	0,510	0,560	0,618	0,662	0,698	0,731	0,762	0,775	0,728
	α^0	−14,9	−13,3	−12,4	−9,6	−6,7	−3,9	−1,1	+1,8	4,6	7,5	10,4	13,3	16,4
$\beta=60^0$	c_y	0,184	0,742	0,920	1,107	1,254	1,404	1,584	1,723	1,854	1,980	1,971		
	c_x	0,184	0,205	0,229	0,255	0,283	0,319	0,361	0,397	0,434	0,483	0,505		
	c_m	0,156	0,439	0,490	0,548	0,586	0,641	0,678	0,721	0,754	0,791	0,731		
	α^0	−15,0	−12,5	−9,7	−6,8	−4,0	−1,1	+1,7	4,6	7,4	10,3	13,3		

Tabela 4. — ITS. 11 *C*.

$\beta=-20^0$	c_y	−0,507	−0,318	−0,149	0,000	0,145	0,294	0,430	0,579	0,719	0,869	1,000	1,095	0,973	
	c_x	0,170	0,113	0,102	0,095	0,093	0,094	0,099	0,106	0,114	0,128	0,145	0,165	0,185	
	c_m	−0,184	−0,099	−0,059	−0,026	+0,008	0,041	0,071	0,107	0,139	0,175	0,204	0,221	0,184	
	α^0	−11,3	−8,5	−5,7	−2,8	0,0	2,9	5,8	8,6	11,5	14,4	17,2	20,2	23,3	
$\beta=-10^0$	c_y	−0,425	−0,375	−0,240	−0,072	+0,090	0,249	0,416	0,597	0,766	0,946	1,131	1,249	1,267	1,226
	c_x	0,105	0,049	0,039	0,032	0,030	0,031	0,039	0,054	0,071	0,094	0,125	0,159	0,170	0,205
	c_m	−0,098	−0,063	−0,036	−0,004	+0,029	0,069	0,107	0,151	0,197	0,248	0,299	0,337	0,346	0,347
	α^0	−11,4	−8,5	−5,6	−2,7	+0,1	2,9	5,8	8,6	11,5	14,3	17,1	20,0	21,0	23,0
$\beta=0^0$	c_y	−0,226	−0,136	+0,032	0,226	0,407	0,575	0,742	0,918	1,097	1,285	1,443	1,538	1,412	
	c_x	0,067	0,026	0,023	0,024	0,030	0,043	0,060	0,084	0,113	0,147	0,186	0,234	0,289	
	c_m	0,027	0,056	0,096	0,141	0,186	0,225	0,263	0,313	0,356	0,405	0,447	0,490	0,464	
	α^0	−11,6	−8,7	−5,8	3,0	−0,2	+2,6	5,5	8,3	11,2	14,0	16,0	19,7	22,9	
$\beta=10^0$	c_y	−0,136	+0,054	0,253	0,480	0,670	0,828	1,014	1,195	1,385	1,552	1,710	1,751	1,471	
	c_x	0,080	0,047	0,046	0,053	0,069	0,088	0,114	0,142	0,177	0,216	0,269	0,317	0,361	
	c_m	0,081	0,145	0,197	0.261	0.313	0,346	0,395	0,443	0,495	0,539	0,591	0,614	0,479	
	α^0	−11,7	−8,9	−6,0	−3,3	−0,4	+2,4	5,2	8,1	10,9	13,7	16,6	19,5	22,8	
$\beta=20^0$	c_y	−0,113	+0,081	0.253	0,448	0,642	0,801	0,946	1,090	1,262	1,425	1,588	1,765	1,860	1,846
	c_x	0.149	0,078	0,081	0,089	0,107	0,129	0,133	0,180	0,218	0,253	0,294	0,346	0,393	0,419
	c_m	0,049	0,188	0,235	0,287	0,340	0,379	0,412	0,450	0,498	0,537	0,580	0,644	0,687	0,695
	α^0	−14,7	−11,9	−9,0	−6,2	−3,4	−0,6	+2,3	5,2	8,0	10,8	13,7	16,5	18,4	19,4
$\beta=30^0$	c_y	−0,086	+0,290	0,480	0,647	0,819	0,968	1,109	1,267	1,434	1,602	1,738	1,860	1,909	1,823
	c_x	0,170	0,124	0,135	0,149	0.174	0,200	0.225	0,252	0,295	0,332	0,366	0,409	0,432	0,490
	c_m	0,061	0,276	0,329	0,371	0,418	0,458	0,49.	0,534	0,581	0,638	0.660	0,696	0,700	0,707
	α^0	−14,7	−12,1	−9,3	−6,4	−3,6	−0,7	2,1	5,0	7,8	10,7	13,6	16,4	17,4	19,4
$\beta=40^0$	c_y	0,014	0,471	0,647	0,805	0,964	1,136	1,262	1,434	1,579	1,719	1,810	1,923	1,642	
	c_x	0,189	0,171	0,190	0,210	0,232	0,255	0,292	0,323	0,358	0,397	0,427	0,469	0,534	
	c_m	0,090	0,346	0,394	0,436	0,477	0,523	0,556	0,605	0,640	0,678	0,709	0,729	0.585	
	α^0	−14,8	−12,2	−9,4	−6,6	−3,7	−0,9	+2,0	4,8	7,7	10,6	13,5	16,4	19,6	
$\beta=50^0$	c_y	0,136	0,226	0,642	0,810	0,968	1,127	1,280	1,416	1,543	1,665	1,810	1,896	2,000	1,991
	c_x	0,216	0,214	0,232	0,249	0,275	0,301	0,330	0,361	0,389	0,424	0,464	0,504	0,547	0,563
	c_m	0,135	0,182	0,397	0,453	0,495	0,543	0,583	0,615	0,646	0,681	0,719	0,761	0,757	0,758
	α^0	−14,9	−14,0	−12,4	−9,6	−6,7	−3,9	−1,0	+1,9	4,7	7,6	10,5	13,4	16,3	17,3

Tabela 5. — ITS. 12*A*.

$\beta=-20^0$	c_y	−0,747	−0,710	−0,534	−0,381	−0,242	−0,068	+0,105	0,278	0,484	0,666	0,751	0,709
	c_x	0,200	0,117	0,061	0,042	0,033	0,027	0,027	0,031	0,043	0,058	0,073	0,113
	c_m	−0,321	−0,262	−0,206	−0,175	−0,149	−0,108	−0,073	0,033	+0,027	0,071	0,097	0,105
	α^0	−11,1	−8,1	−5,3	−2,4	+0,4	3,2	6,1	−8,9	11,7	14,6	17,5	20,5
$\beta=-10^0$	c_y	−0,593	−0,534	−0,371	−0,215	−0,054	+0,109	0,290	0,471	0,656	0,826	0,955	0,905
	c_x	0,154	0,078	0,033	0,024	0,017	0,015	0,020	0,029	0,043	0,063	0,094	0,144
	c_m	−0,219	−0,160	−0,116	−0,087	−0,050	−0,017	+0,028	0,073	0,122	0,165	0,207	0,228
	α^0	−11,2	−8,3	−5,5	−2,6	+0,2	3,1	5,9	8,7	11,6	14,4	17,3	20,3
$\beta=0^0$	c_y	−0,416	−0,321	−0,172	−0,014	+0,158	0,357	0,534	0,715	0,896	1,072	1,172	1,072
	c_x	0,117	0,039	0,021	0,015	0,015	0,019	0,031	0,048	0,070	0,101	0,147	0,197
	c_m	−0,111	−0,040	−0,007	+0,026	0,066	0,117	0,161	0,205	0,247	0,300	0,340	0,337
	α^0	−11,4	−8,5	−5,6	−2,8	0,0	2,8	5,7	8,5	11,3	14,2	17,1	20,2
$\beta=10^0$	c_y	−0,251	−0,131	+0,041	0,226	0,412	0,629	0,823	1,012	1,202	1,362	1,330	
	c_x	0,093	0,025	0,018	0,020	0,027	0,040	0,062	0,090	0,121	0,154	0,208	
	c_m	−0,012	+0,069	0,112	0,154	0,206	0,269	0,318	0,364	0,417	0,458	0,457	
	α^0	−11,6	−8,7	−5,8	−3,0	−0,2	+2,6	5,4	8,2	11,1	13,9	16,9	
$\beta=20^0$	c_y	−0,217	+0,059	0,279	0,498	0,692	0,918	1,118	1,294	1,452	1,620	1,425	
	c_x	0,098	0,027	0,027	0,037	0,055	0,079	0,109	0,143	0,180	0,224	0,273	
	c_m	0,008	0,164	0,233	0,293	0,344	0,414	0,475	0,517	0,556	0,592	0,533	
	α^0	−11,6	−8,9	−6,1	−3,3	−0,5	+2,3	5,1	8,0	10,8	13,7	16,8	
$\beta=30^0$	c_y	−0,158	+0,199	0,443	0,652	0,855	1,022	1,240	1,421	1,606	1,742	1,452	
	c_x	0,102	0,042	0,048	0,063	0,087	0,116	0,151	0,185	0,230	0,276	0,326	
	c_m	0,038	0,230	0,313	0,372	0,429	0,473	0,529	0,582	0,632	0,669	0,704	
	α^0	−11,7	−9,0	−6,2	−3,4	−0,6	+2,2	5,0	7,8	10,7	13,5	16,8	
$\beta=40^0$	c_y	−0,063	0,376	0,566	0,769	0,943	1,140	1,303	1,466	1,629	1,710	1,688	
	c_x	0,110	0,067	0,079	0,097	0,121	0,155	0,189	0,226	0,262	0,296	0,318	
	c_m	0,085	0,307	0,367	0,426	0,468	0,528	0,565	0,606	0,644	0,673	0,664	
	α^0	−11,7	−9,2	−6,3	−3,5	−0,7	+2,1	5,0	7,8	10,7	12,6	13,6	

Tabela 6. — ITS. 12*B*.

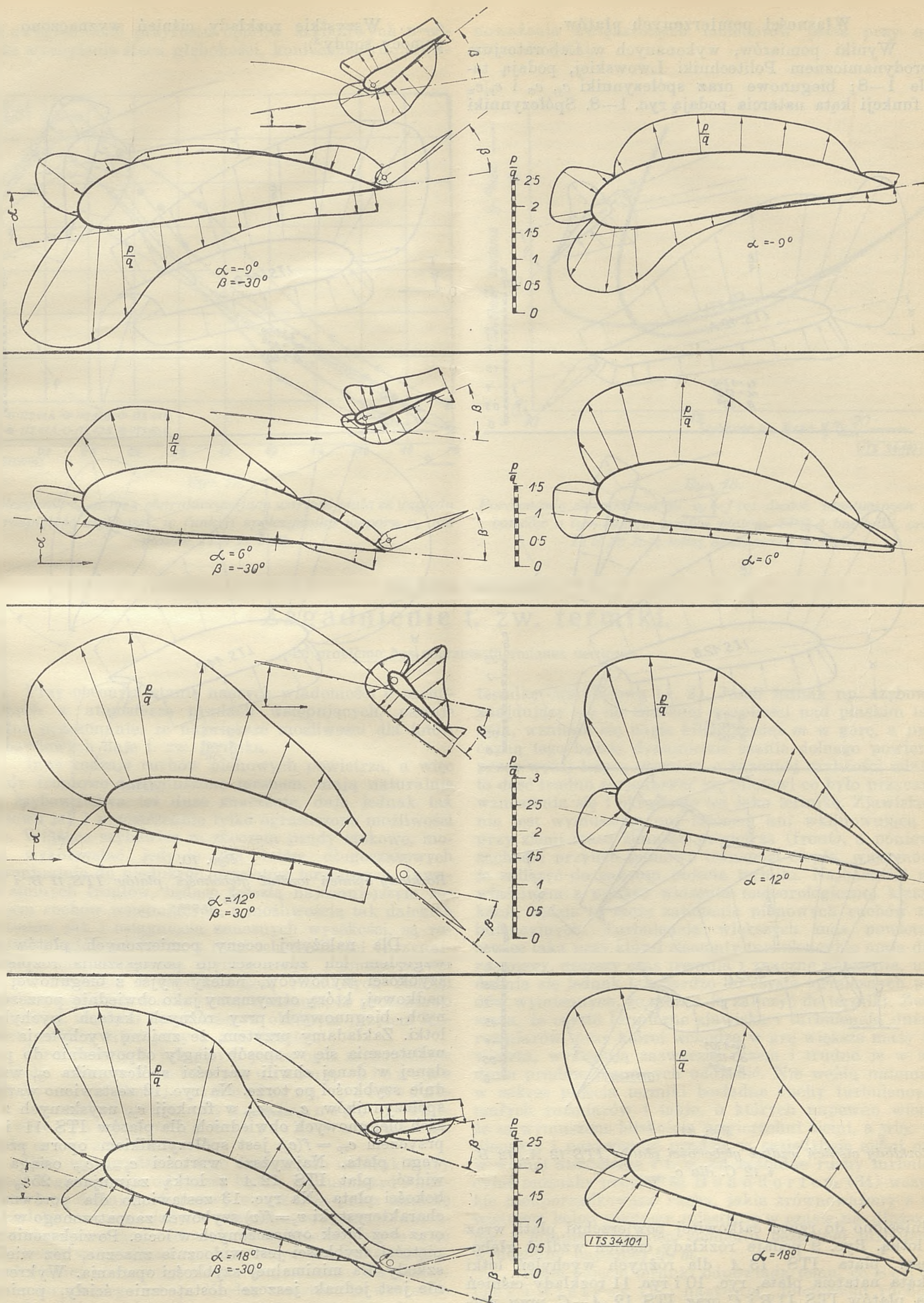
$\beta=-20^0$	c_y	−0,648	−0,407	−0,270	−0,128	+0,011	0,161	0,318	0,472	0,643	0,846	0,904	0,873
	c_x	0,143	0,092	0,082	0,074	0,066	0,071	0,074	0,081	0,095	0,121	0,157	0,171
	c_m	−0,254	−0,172	−0,143	−0,113	−0,087	−0,060	−0,023	+0,020	0,063	0,134	0,184	0,183
	α^0	−8,2	−5,4	−2,5	+0,3	3,2	6,0	8,9	11,7	14,6	17,4	19,3	20,4
$\beta=-10^0$	c_y	−0,544	−0,364	−0,256	−0,112	+0,054	0,234	0,396	0,564	0,742	0,891	0,904	0,873
	c_x	0,088	0,043	0,032	0.022	0,026	0,029	0,035	0,045	0,062	0,089	0,114	0,143
	c_m	−0,170	−0,127	−0,099	−0,079	−0,040	−0,002	0,036	0,082	0,134	0,175	0,198	0,214
	α^0	−8,3	−5,5	−2,6	+0,3	3,1	6,0	8,8	11,6	14,5	17,3	18,3	20,4
$\beta=0^0$	c_y	−0,435	−0,333	−0,169	−0,018	+0,157	0,346	0,531	0,711	0,886	1,057	1,143	1,057
	c_x	0,120	0,044	0,020	0,017	0,015	0,020	0,033	0,051	0,074	0,103	0,145	0,197
	c_m	−0,125	−0,051	−0,013	+0,026	0,065	0,115	0,159	0,202	0,243	0,289	0,324	0,332
	α^0	−11,4	−8,5	−5,6	−2,8	0,0	2,9	5,7	8,5	11,3	14,2	17,1	20,2
$\beta=10^0$	c_y	−0,180	−0,013	0,157	0,330	0,522	0,709	0,891	1,062	1,210	1,372	1,282	
	c_x	0,085	0,021	0,021	0,025	0,037	0,055	0,075	0,104	0,133	0,170	0,225	
	c_m	0,026	0,114	0,153	0,195	0,243	0,291	0,337	0,378	0,413	0,451	0,446	
	α^0	−11,6	−8,8	−6,0	−3,1	−0,3	+2,5	5,3	8,2	11,0	13,9	17,0	
$\beta=20^0$	c_y	−0,022	+0,216	0,441	0,598	0,756	0,900	1,057	1,215	1,363	1,530	1,444	1,363
	c_x	0,090	0,042	0,045	0,058	0,079	0,101	0,128	0,158	0,190	0,228	0,259	0,302
	c_m	0,114	0,226	0,289	0,330	0,363	0,395	0,432	0,461	0,507	0,543	0,537	0,521
	α^0	−11,8	−9,0	−6,2	−3,4	−0,5	+2,3	5,2	8,0	10,9	13,7	14,8	17,0
$\beta=30^0$	c_y	0,013	0,345	0,519	0,688	0,855	1,017	1,197	1,377	1,539	1,638	1,575	
	c_x	0,111	0,075	0,089	0,105	0,125	0,150	0,182	0,217	0,250	0,279	0,315	
	c_m	0,125	0,285	0,334	0,378	0,417	0,461	0,503	0,556	0,600	0,622	0,609	
	α^0	−11,8	−9,1	−6,3	−3,5	−0,6	+2,2	5,1	7,9	10,7	12,6	13,7	
$\beta=40^0$	c_y	0,126	0,486	0,666	0,828	1,012	1,179	1,354	1,507	1,647	1,683	1,629	
	c_x	0,126	0,111	0,126	0,147	0,175	0,205	0,239	0,276	0,319	0,333	0,369	
	c_m	0,171	0,349	0,403	0,443	0,494	0,538	0,586	0,627	0,658	0,660	0,637	
	α^0	−11,9	−9,3	−6,4	−3,6	−0,8	+2,1	4,9	7,8	10,6	11,6	13,6	
$\beta=50^0$	c_y	0,355	0,666	0,846	1,021	1,183	1,341	1,494	1,688	1,750	1,669		
	c_x	0,150	0,163	0,182	0,209	0,240	0,273	0,308	0,349	0,391	0,441		
	c_m	0,270	0,419	0,473	0,525	0,564	0,609	0,645	0,679	0,710	0,685		
	α^0	−12,1	−9,4	−6,6	−3,8	−0,9	+1,9	4,8	7,6	10,5	13,6		
$\beta=60^0$	c_y	0,090	0,535	0,765	0,936	1,093	1,255	1,417	1,548	1,705	1,800	1,597	
	c_x	0,187	0,193	0,210	0,235	0,261	0,291	0,322	0,360	0,403	0,436	0,479	
	c_m	0,122	0,370	0,454	0,501	0,548	0,594	0,638	0,668	0,707	0,721	0,650	
	α^0	−14,9	−12,3	−9,5	−6,7	−3,8	−1,0	+1,8	4,7	7,6	10,5	13,7	
$\beta=70^0$	c_y	0,673	0,864	1,026	1,165	1,296	1,435	1,570	1.719	1,795	1,557		
	c_x	0,244	0,264	0,286	0,315	0,344	0,377	0,411	0,446	0,483	0,500		
	c_m	0,416	0,482	0,523	0,559	0,592	0,631	0,667	0,707	0,727	0,639		
	α^0	−12,4	−9,6	−6,8	−3,9	−1,0	+1,8	4,7	7,6	10,5	13,7		

Tabela 7. — ITS. 12 *C*.

β = −20°	c_y	−0,724	−0,450	−0,310	−0,180	−0,045	+0,078	0,222	0,373	0,526	0,675	0,814	0,801	
	c_x	0,189	0,133	0,121	0,111	0,100	0,093	0,089	0,093	0,102	0,116	0,145	0,167	
	c_m	−0,295	−0,206	−0,174	−0,147	−0,120	−0,096	−0,062	−0,026	+0,012	0,055	0,127	0,132	
	α^0	−8,1	−5,4	−2,5	+0,4	3,2	6,1	9,0	11,8	14,7	17,5	19,4	20,4	
β = −15°	c_y	−0,630	−0,436	−0,328	−0,216	−0,063	+0,112	0,279	0,463	0,625	0,801	0,837	0,819	
	c_x	0,117	0,069	0,053	0,039	0,027	0,026	0,031	0,041	0,056	0,079	0,095	0,127	
	c_m	−0,217	−0,166	−0,148	−0,126	−0,081	−0,048	−0,004	+0,046	0,089	0,142	0,158	0,186	
	α^0	−8,2	−5,4	−2,5	+0,4	3,2	6,1	8,9	11,7	14,7	17,4	18,4	20,4	
β = 0°	c_y	−0,436	−0,364	−0,207	−0,043	+0,119	0,324	0,506	0,682	0,855	1,026	1,129	1,091	1,039
	c_x	0,122	0,051	0,021	0,015	0,014	0,020	0,031	0,049	0,070	0,097	0,136	0,162	0,189
	c_m	−0,134	−0,063	−0,031	+0,010	0,049	0,103	0,150	0,188	0,232	0,278	0,312	0,320	0,321
	α^0	−11,4	−8,5	−5,6	−2,8	+0,1	2,9	5,7	8,5	11,4	14,2	17,1	18,2	20,2
β = 10°	c_y	−0,153	+0,009	0,189	0,369	0,544	0,738	0,913	1,062	1,201	1,345	1,336	1,278	
	c_x	0,079	0,022	0,021	0,026	0,038	0,057	0,081	0,105	0,136	0,173	0,211	0,233	
	c_m	0,031	0,113	0,152	0,197	0,242	0,293	0,336	0,372	0,400	0,439	0,447	0,440	
	α^0	−11,7	−8,8	−6,0	−3,1	−0,3	+2,5	5,3	8,2	11,0	13,9	15,9	17,0	
β = 20°	c_y	0,009	0,245	0,459	0,675	0,841	0,990	1,119	1,260	1,395	1,503			
	c_x	0,091	0,047	0,052	0,071	0,091	0,116	0,141	0,172	0,202	0,254			
	c_m	0,119	0,228	0,289	0,346	0,385	0,417	0,446	0,478	0,512	0,544			
	α^0	−11,8	−9,0	−6,2	−3,4	−0,6	2,2	5,1	8,0	10,9	13,8			
β = −30°	c_y	0,126	0,441	0,630	0,821	0,979	1,128	1,273	1,449	1,588	1,638	1,566		
	c_x	0,117	0,092	0,107	0,131	0,156	0,185	0,215	0,252	0,289	0,311	0,345		
	c_m	0,171	0,313	0,366	0,420	0,461	0,493	0,526	0,572	0,611	0,618	0,609		
	α^0	−11,9	−9,2	−6,4	−3,6	−0,7	+2,1	5,0	7,8	10,7	11,6	13,7		
β = 40°	c_y	−0,022	+0,441	0,639	0,814	0,990	1,143	1,296	1,458	1,611	1,705	1,660		
	c_x	0,162	0,144	0,150	0,170	0,198	0,228	0,262	0,301	0,340	0,379	0,397		
	c_m	0,082	0,298	0,395	0,442	0,488	0,528	0,572	0,614	0,660	0,668	0,660		
	α^0	−14,8	−12,2	−9,4	−6,6	−3,7	−0,9	+2,0	4,8	7,7	10,6	11,6		
β = 50°	c_y	0,130	0,607	0,787	0,958	1,134	1,278	1,413	1,543	1,669	1,692	1,665		
	c_x	0,377	0,196	0,216	0,242	0,273	0,304	0,338	0,373	0,411	0,421	0,442		
	c_m	0,141	0,386	0,440	0,494	0,547	0,587	0,625	0,655	0,677	0,692	0,669		
	α^0	−14,9	−12,4	−9,5	−6,7	−3,9	−1,0	+1,9	4,7	7,6	8,6	10,6		

Tabela 8. — ITS. 13 *A*.

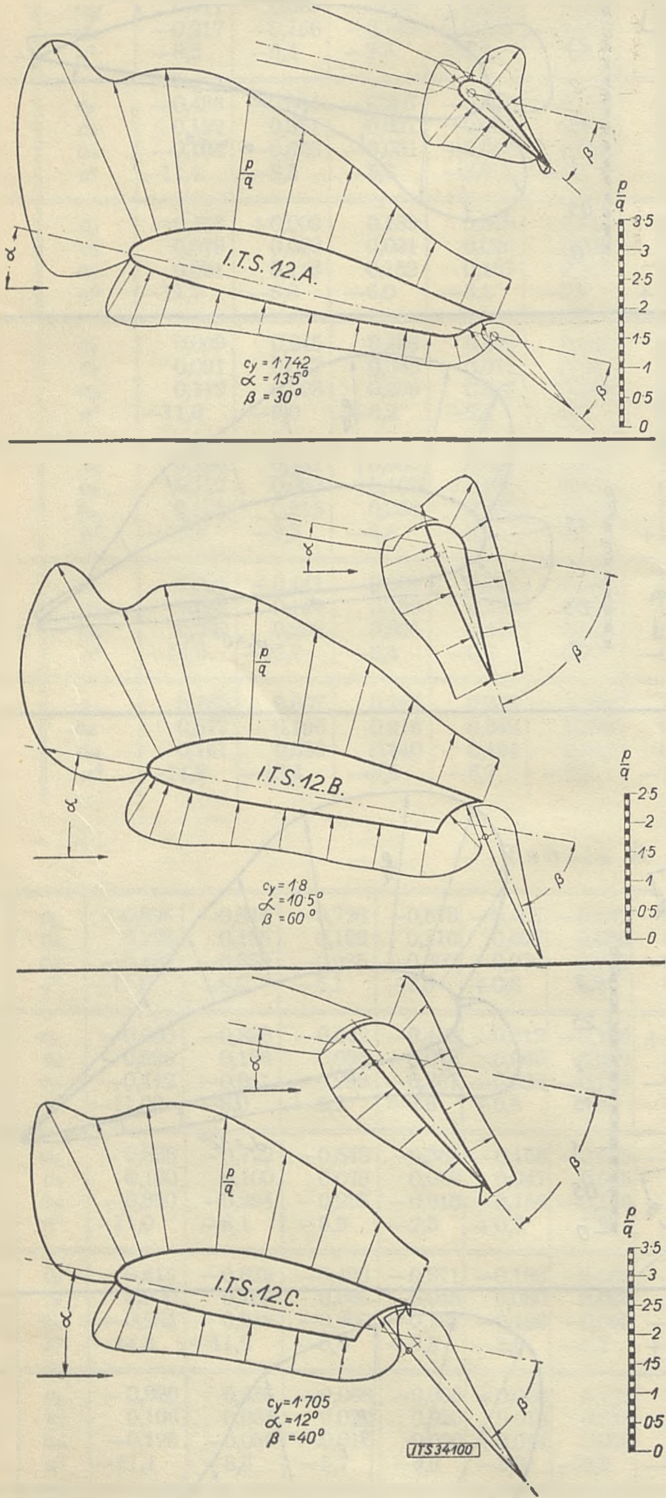
β = −40°	c_y	−0,896	−0,846	−0,728	−0,573	−0,407	−0,232	−0,052	+0,149	0,344	0,570	0,765	0,706			
	c_x	0,269	0,155	0,129	0,110	0,097	0,086	0,081	0,081	0,087	0,098	0,121	0,224			
	c_m	−0,429	−0,353	−0,335	−0,307	−0,270	−0,225	−0,179	−0,114	−0,051	+0,023	0,096	0,149			
	α^0	−11,0	−8,0	−5,1	−2,3	+0,6	3,4	6,2	9,0	11,9	14,7	17,5	20,5			
β = −30°	c_y	−0,860	−0,828	−0,642	−0,482	−0,312	−0,136	+0,009	0,258	0,459	0,690	0,905	0,973	0,946		
	c_x	0,238	0,126	0,095	0,078	0,065	0,058	0,056	0,061	0,073	0,091	0,119	0,130	0,159		
	c_m	−0,412	−0,341	−0,299	−0,267	−0,228	−0,183	−0,129	−0,067	−0,004	+0,073	0,153	0,180	0,142		
	α^0	−11,00	−8,0	−5,2	−2,3	+0,5	3,3	6,2	8,9	11,7	14,5	17,3	18,3	20,3		
β = −20°	c_y	−0,833	−0,722	−0,543	−0,355	−0,158	−0,095	−0,027	+0,036	0,249	0,460	0,667	0,878	1,036	1,059	0,701
	c_x	0,180	0,100	0,073	0,057	0,047	0,045	0,043	0,043	0,042	0,052	0,069	0,096	0,127	0,139	0,261
	c_m	−0,350	−0,294	−0,255	−0,210	−0,156	−0,146	−0,128	−0,115	−0,052	+0,009	0,074	0,150	0,203	0,207	0,155
	α^0	−11,0	−8,1	−5,3	−2,5	+0,3	1,3	2,2	3,1	5,9	8,7	11,5	14,4	17,2	18,2	20,5
β = −10°	c_y	−0,615	−0,629	−0,493	−0,371	−0,193	−0,068	−0,009	+0,061	0,136	0,371	0,566	0,760	0,937	1,050	0,792
	c_x	0,200	0,138	0,065	0,045	0,030	0,023	0,023	0,021	0,022	0,029	0,042	0,067	0,094	0,136	0,246
	c_m	−0,284	−0,243	−0,200	−0,167	−0,126	−0,095	−0,084	−0,071	−0,037	+0,012	0,063	0,125	0,179	0,221	0,182
	α^0	−14,2	−11,2	−8,3	−5,5	−2,6	−0,7	+0,2	1,1	3,1	5,8	8,6	11,5	14,3	17,2	20,4
β = 0°	c_y	−0,380	−0,235	−0,068	−0,005	+0,066	0,122	0,300	0,478	0,668	0,851	1,014	1,127	1,199	0,796	
	c_x	0,106	0,035	0,022	0,020	0,018	0,018	0,021	0,029	0,045	0,068	0,097	0,131	0,174	0,315	
	c_m	−0,125	−0,055	−0,017	0,000	+0,014	0,028	0,069	0,116	0,163	0,213	0,261	0,304	0,333	0,284	
	α^0	−11,4	−8,6	−5,7	−4,8	−3,9	−2,9	−0,1	+2,7	5,6	8,4	11,2	14,1	17,1	20,4	
β = 10°	c_y	−0,100	+0,086	0,261	0,434	0,595	0,742	0,937	1,095	1,240	1,370	1,335	0,887			
	c_x	0,065	0,026	0,024	0,029	0,043	0,058	0,086	0,116	0,151	0,187	0,231	0,380			
	c_m	0,036	0,106	0,146	0,185	0,225	0,258	0,308	0,345	0,386	0,416	0,426	0,365			
	α^0	−11,7	−8,9	−6,0	−3,2	−0,4	+2,5	5,3	8,2	11,0	13,9	16,9	20,3			
β = 20°	c_y	0,109	0,299	0,443	0,584	0,736	0,905	1,095	1,244	1,386	1,443	1,086				
	c_x	0,061	0,038	0,047	0,060	0,074	0,095	0,125	0,156	0,195	0,234	0,352				
	c_m	0,142	0,214	0,242	0,271	0,302	0,343	0,392	0,435	0,472	0,492	0,390				
	α^0	−11,9	−9,1	−6,2	−3,3	−0,5	+2.3	5,2	8,0	10,9	13,8	17,2				
β = 30°	c_y	0,167	0,335	0,488	0,652	0,815	0,996	1,179	1,371	1,534	1,557	1,158				
	c_x	0,075	0,062	0,068	0,081	0,098	0,123	0,155	0,195	0,247	0,288	0,450				
	c_m	0,178	0,232	0,268	0,300	0,340	0,385	0,441	0,501	0,546	0,557	0,485				
	α^0	−12,0	−9,1	−6,3	−3,4	−0,6	+2,2	5,1	7,9	10,7	13,7	17,1				



Ryc. 9. Rozkłady ciśnień na płacie ITS 13 A. przy różnych kątach natarcia płata i różnych wychyleniach lotki. Po prawej stronie rozkłady ciśnień wzdłuż głębokości płata powstałego z płata ITS 13 A. po odjęciu lotki.

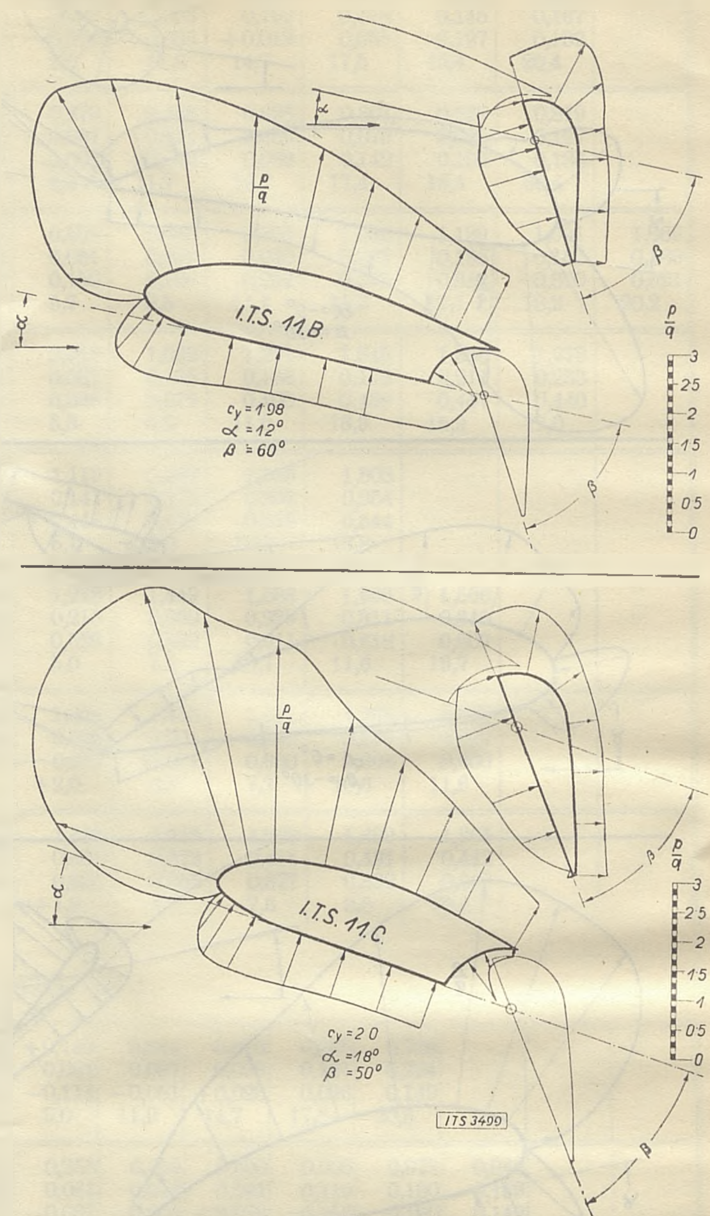
Własności pomierzonych płatów.

Wyniki pomiarów, wykonanych w Laboratorjum Aerodynamicznem Politechniki Lwowskiej, podają tabele 1—8; biegunowe oraz spółczynniki c_y, c_m i c_y/c_x w funkcji kąta natarcia podają ryc. 1—8. Spółczynniki $c_{y\,max}$. Wszystkie rozkłady ciśnień wyznaczono przy pomocy sondy [3]).



Ryc. 11.

Rozkłady ciśnień wzdłuż głębokości płatów ITS 12 A., 12 B. i 12 C. dla $c_{y\,max}$.



Ryc. 10.

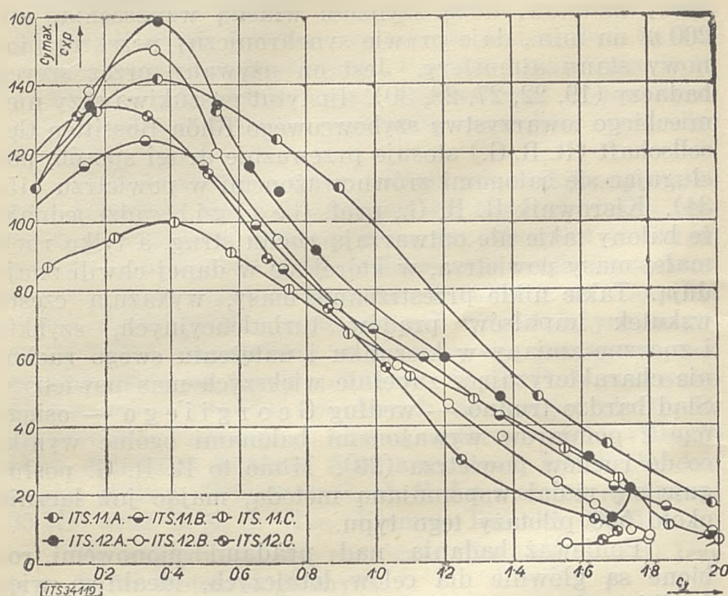
Rozkłady ciśnień wzdłuż głębokości płatów ITS 11 B. i 11 C. dla $c_{y\,max}$.

odniesiono do rzutu całkowitej powierzchni płata wraz z lotką. Ryc. 9 podaje rozkłady ciśnień wzdłuż głębokości płata ITS 13 *A* dla różnych wychyleń lotki i kąta natarcia płata, ryc. 10 i ryc. 11 rozkłady ciśnień dla płatów ITS 11 *B* i *C* oraz ITS 12 *A—C* przy wychyleniu lotki i kącie natarcia płata odpowiadającym $c_{y\,max}$.

Dla należytej oceny pomierzonych płatów pod względem ich zdatności do powiększenia rozpiętości szybkości szybowców, należy wyjść z biegunowej wypadkowej, którą otrzymamy jako obwiednię poszczególnych biegunowych przy różnych kątach wychylenia lotki. Zakładamy przytem, że zmianę wychylenia lotki uskutecznia się w sposób ciągły odpowiednio do pożądanej w danej chwili wartości spółczynnika c_y, względnie szybkości po torze. Na ryc. 12 zestawiono wartości spółczynników $c_{y\,max}/c_{xp}$ w funkcji c_y, uzyskanych z takich biegunowych obwiednich dla płatów ITS 11 i 12, przyczem $c_{xp} = f(c_y)$ jest spółczynnikiem oporu profilowego płata. Najwyższe wartości $c_{y\,max}/c_{xp}$ osiąga jak widać, płat ITS 12 *A* z lotką zajmującą 25% głębokości płata. Na ryc. 13 zestawiono dla porównania, charakterystyki $v_y = f(v)$ szybowca zaopatrzonego w lotki oraz bez lotek opuszczanych w locie. Powiększenie rozpiętości szybkości jest widocznie znaczne, bez wielkiej szkody dla minimalnej szybkości opadania. Wykres ten nie jest jednak jeszcze dostatecznie ścisły, ponieważ

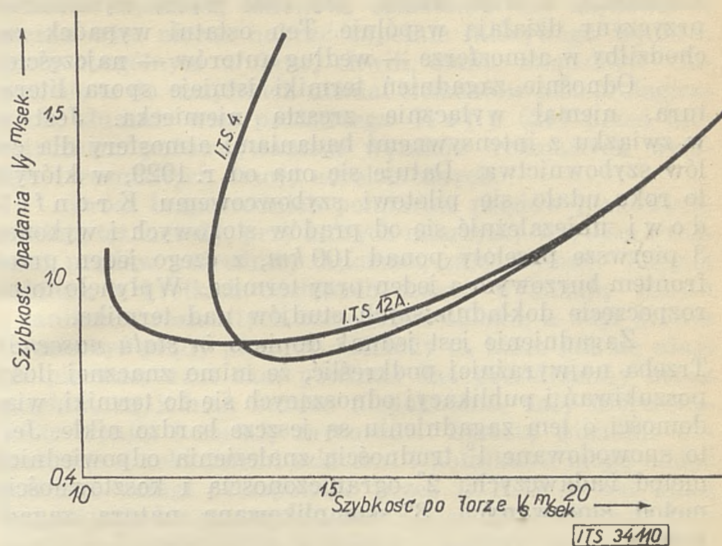
[3]) Vide *Czasopismo Lotnicze* Nr. 1. z 1933 r.

nie uwzględniono przyrostu oporów szkodliwych z powodu wychylenia steru głębokości, koniecznego do zrównoważenia zwiększonych momentów płata przy opuszczeniu lotki.



Ryc. 12.

Spółczynnik $c_{y\,max}/c_{x\,p}$ charakteryzujący wartość płata ze względu na rozpiętość szybkości, w funkcji spółczynnika wyporu c_y dla płatów ITS 11 i 12.



Ryc. 13.

Porównanie charakterystyk $v_y = f(v)$ dwóch identycznych szybowców o tym samym profilu płatów, ITS 4 bez lotki, oraz ITS 12 A. z lotką opuszczaną w locie.

Dr. Adam Kochański.

Zagadnienie t. zw. termiki.

Le problème des courants thermiques verticaux.

Przy obecnym stanie naszych wiadomości o zachodzących w atmosferze prądach wstępujących, panuje ogólne przekonanie, że największe możliwości dla lotów szybowcowych daje t. zw. termika.

Inne rodzaje ruchów pionowych powietrza, a więc prądy frontowe i wymuszone terenem, mają naturalnie dla szybownictwa też duże znaczenie, dają jednak tak czasowo jak i przestrzennie tylko ograniczone możliwości lotu. Wiążące szybowiec ze zboczem prądy stokowe, można wykorzystać jedynie dla lotów długoczasowych i ewentualnie do niedużych przelotów terenowych. Inwazje zimnych frontów, będące zresztą najcenniejszym rodzajem ruchów wstępujących, z możliwością tak dalekich przelotów jak i osiągnięcia znacznych wysokości, są rodzajem prądów na które, z racji ich rzadkości (przynajmniej u nas) nie można zbytnio liczyć. Pobieżne nawet zaznajomienie się z częstotliwością rozmaitych rodzaji ruchów pionowych w atmosferze wskazuje, że procentowo najczęściej, najdalej i najdłużej, w obranym przytem kierunku, można latać przy t. zw. termice.

Terminem tym, przyjętym przez ogół szybowników polskich, oznaczam n i e w y m u s z o n e, p i o n o w e p r ą d y w w o l n e j a t m o s f e r z e, p o c h o d z e n i a t e r m i c z n e g o, d y n a m i c z n e g o i t u r b u l e n c y j n e g o, o r a z w s z y s t k i e z w i ą z a n e z n i m i z j a w i s k a.

Przy wprowadzeniu tego terminu do nomenklatury meteorologicznej, nie od rzeczy będzie wytłumaczyć i uzasadnić jego definicję. Z nazwy wynika, że przez termikę należałoby rozumieć jedynie zjawiska związane z warstwowaniem termicznem atmosfery. Zaliczałoby się tu więc tylko prądy wstępujące i opadające wyzwalające się wskutek chwiejnej równowagi pionowej powietrza, *Cu* pochodzenia termicznego i t. p. Między innemi i te wszystkie zjawiska, które szybownicy nazywają czystą (bezchmurną) termiką, a więc termikę słoneczną i wieczorną, oraz termikę cumulusową (1, 2). Jeżeli jednak np. szybowiec znajdujący się na znacznej wysokości nad płaskim terenem, wzniesie się nagle kilkadziesiąt *m* w górę, a przyczyną tego będzie dynamiczne ssanie dolnego powietrza przez wyżej leżącą warstwę o znacznej szybkości wiatru, to dość trudno zorjentować się pilotowi co było przyczyną wznoszenia się i określa to też jako termikę. Zjawisko to nie jest wymuszone ani terenem ani wklinowującą się przy ziemi masą zimnego powietrza (front), a ponieważ zachodzi przytem pionowy transport ciepła, więc można je zaliczyć do zakresu pojęcia termiki. Najbardziej niewłaściwem z punktu widzenia meteorologicznej klasyfikacji, będzie tu może zaliczenie pionowych ruchów turbulencyjnych. Turbulencja większych mas powietrza, a więc taka przy której elementy turbulencyjne mają duże rozmiary, dłuższy czas trwania i znaczne natężenia, upodabnia się jednak tak bardzo do czysto termicznych prądów wymiennych, że można ją zaliczyć do termiki. Zwłaszcza, że czysto termiczne zjawiska i turbulencja dużych rozmiarów, przy której wchodzą w grę większe masy powietrza, występują zazwyczaj razem i trudno je w studjum prądów pionowych oddzielić. Nie wejdą natomiast w zakres pojęcia termiki bezładne ruchy turbulencyjne małych rozmiarów i takie, o których napewno wiemy, że są wymuszone bliskością powierzchni ziemi, a więc np. niepokój i porywistość prądów w sąsiedztwie ziemi oraz w wolnej atmosferze i t. p. Za bezładne ruchy turbulencyjne możnaby przyjąć za H ö h n d o r f e m (34) wszystkie nieuporządkowane ruchy, jakie zrównoważony z powietrzem balon pilotowy rejestruje w czasie nie dłuższym niż 1 minuta. Średnica elementu bezładnej turbulencji wynosiłaby najmniej 50 *m*.

Takie pojęcie termiki odpowiada temu, co S c h ü t t l e r i V i e r e c k (17) nazywają „pionowemi ruchami w wolnej atmosferze". Ruchy takie zachodzą według nich przy: 1° termicznej konwekcji, a więc wtedy, gdy cząstki

powietrza nie są z otoczeniem w równowadze termicznej, 2° dynamicznej konwekcji, a więc wtedy, gdy mamy pionową wymianę mas biorącą początek z turbulencji poruszającego się powietrza, 3° termiczno-dynamicznej konwekcji, a więc wtedy, gdy obie wyżej wymienione przyczyny działają wspólnie. Ten ostatni wypadek zachodziłby w atmosferze — według autorów — najczęściej.

Odnośnie zagadnień termiki istnieje spora literatura, niemal wyłącznie zresztą niemiecka. Jest to w związku z intensywnemi badaniami atmosfery dla celów szybownictwa. Datuje się ona od r. 1929, w którym to roku udało się pilotowi szybowcowemu Kronfeldowi uniezależnić się od prądów stokowych i wykonać 3 pierwsze przeloty ponad 100 *km*, z czego jeden przed frontem burzowym a jeden przy termice. Wpłynęło to na rozpoczęcie dokładniejszych studjów nad termiką.

Zagadnienie jest jednak dopiero *in statu nascendi*. Trzeba najwyraźniej podkreślić, że mimo znacznej ilości poszukiwań i publikacyj odnoszących się do termiki, wiadomości o tem zagadnieniu są jeszcze bardzo nikłe. Jest to spowodowane 1° trudnością znalezienia odpowiednich metod badawczych, 2° ograniczonością i kosztownością metod stosowanych, 3° skomplikowaną naturą zagadnienia.

W praktyce szybowniczej, która wymaga jasnego i prostego podania wyników nowych poszukiwań, buduje się z konieczności na pojedynczych przykładach z których meteorolog wyciąga tylko ostrożne wnioski, całe teorje. Typowym przykładem takiego uogólniania, jest podanie przez Hirtha (2) teorji termicznych prądów wstępujących, które miałyby występować w postaci bań powietrznych, pęczniejących w miarę wznoszenia się w górę.

1. O metodach i środkach pomiarów.

Celem zorjentowania się w wartości środków i metod używanych do badania prądów pionowych, podaję krótki opis najważniejszych sposobów pomiarowych.

W r. 1912 Ficker (7) wykonał nad Alpami większą ilość przelotów, w wolnym, zrównoważonym z otoczeniem balonie. Chodziło w tym wypadku specjalnie o studjum górskich prądów terenowych, metoda ta jednak nadaje się doskonale i do badań nad termiką. Z racji swej kosztowności, nie była ona niestety później kontynuowaną.

Przy pomocy latawców mierzył prądy terenowe Idrac (8, 9). Tą samą metodą rozpoczął on bodaj że pierwszy, w r. 1923, pomiary prądów termicznych na Saharze. Metoda jest bardzo prosta: zwykły latawiec znajdujący się na pewnej wysokości w wolnej atmosferze, naprzemian wznosi się i opada, t. zn. zmniejsza swój kąt wzniesienia względem punktu przyczepienia do ziemi, gdy przechodzi przezeń strefa prądów opadających, a zwiększa, gdy nadejdą prądy wznoszące. Jeżeli przyjmiemy, że prędkość pozioma wiatru na wysokości latawca jest stała, to wystarczą pomiary kąta wzniesienia. Zupełnie dokładnie otrzyma się wartości prądów pionowych, jeżeli prócz pomiarów kąta wzniesienia będziemy rejestrować dynamometrem ciągnienie, jakie wywiera latawiec na wiążący go z ziemią przewód. Można tu nawiasem zauważyć, że 3 wielkie obserwatorja aerologiczne niemieckie (Lindenberg, Friedrichshafen, Rostock) uskuteczniające regularnie od wielu lat sondaże zapomocą latawców, nie opublikowały niestety dotychczas wyników nad prądami pionowemi, jakie możnaby tą metodą wyznaczyć.

Zupełnie analogicznie jak latawcem, zapomocą zapisów dynamografu, można mierzyć prądy pionowe, wpływające na balon-sondę na uwięzi (Peppler, 23).

Poszukiwania zapomocą balonów pilotowych, t. zn. małych balonów wolno puszczanych w powietrze, których położenie ustala się następnie pomiarem z 2 lub 3 teodolitów z bazy, można uskuteczniać jużto balonami o pewnej własnej szybkości wznoszenia, jużto balonami zrównoważonemi w spokojnem, niezamąconem żadnemi ruchami powietrzu. Pierwszy sposób, zwłaszcza gdy nadamy balonowi dużą szybkość własną wznoszenia, np. 200 *m* na min., daje prawie synchroniczny przekrój pionowy stanu atmosfery. Jest on używany przez szereg badaczy (19, 22, 27, 28, 30). Instytut poszukiwawczy niemieckiego towarzystwa szybowcowego Rhön-Rossitten Gesellschaft (R. R. G.) stosuje przeważnie drugi sposób, posługując się balonami zrównoważonemi w powietrzu (15, 34). Kierownik R. R. G., prof. Georgii sądzi jednak, że balony takie nie odtwarzają ruchu strug, a tylko ruch małej masy powietrza, w której się w danej chwili znajdują. Takie nikłe przestrzennie masy, wykazują często wskutek impulsów prądów turbulencyjnych, szybkie i znaczne zmiany w kierunku i natężeniu swego ruchu, nie charakteryzujące zupełnie większych mas powietrza. Stąd bardzo trudno — według Georgii'ego — osiągnąć z pomiarów wyważonemi balonami ogólne wyniki co do ruchów powietrza (29). Mimo to R. R. G. posługuje się nadal wspomnianą metodą, mając już łącznie około 500 pilotaży tego typu.

Ponieważ badania nad prądami pionowemi robione są głównie dla celów lotniczych, idealnym więc środkiem do tego rodzaju poszukiwań jest samolot silnikowy czy też szybowiec. Mierzymy bowiem w tym wypadku takie ruchy powietrza, o jakie w praktyce chodzi, a mianowicie sumę ruchów działających na maszynę. Pomiary tego rodzaju zapoczątkowane przez Thoreta (3) we Francji, wykazały wprawdzie nie ilościowo, ale w każdym razie jakościowo, że prądy wymuszone terenem mogą utrzymać ciężki hydroplan przy zamkniętym motorze, przez długi nawet czas. Klasycznym przykładem jest lot Thoreta z 24 września 1925 na Korsyce, gdzie latając na dowietrznej stronie nadbrzeżnych, do 1200 *m* wysokich pasm górskich, utrzymywał się on na 1000 *kg* ważącym hydroplanie, bez pomocy motoru, przez 3 godz. 30 min. Lot odbywał się przytem poniżej linji grzbietowej, bo Thoret już na 1100 *m* zamknął motor. Całkowita długość przelecianej trasy wynosiła 40 *km*, strata wysokości tylko 500 *m*. Nie był to prawdopodobnie lot na prądach czysto terenowych. Szybkość wiatru przy ziemi nie przenosiła bowiem 6—10 *m* na sek., należy więc przypuszczać, że nikłe w tym wypadku prądy wstępujące stokowe, zasilone były prądami termicznemi.

Zasada pomiaru prądów termicznych zapomocą samolotu jest też prosta (26). Znając normalną szybkość wznoszenia się samolotu V_n oraz zaobserwowaną w danym locie szybkość V_0 otrzymujemy szybkości pionowe powietrza W, działające podczas lotu na samolot:

$$W = V_0 - V_n .$$

Normalną szybkość wznoszenia V_n, wyznacza się doświadczalnie, robiąc kilka lotów w spokojnem powietrzu, najlepiej wczesnym rankiem. Każdy lot, tak doświadczalny jak i poszukiwawczy musi być przytem pilotowany w taki sam sposób. Dla badania prądów pionowych przy schodzeniu samolotu, poleca się planowanie przy zamkniętym motorze, o możliwie najmniejszej szybkości po torze. Wyznaczając doświadczalnie, podobnie jak poprzednio, normalną szybkość opadania maszyny V'_n i mając w locie poszukiwawczym szybkość obserwowaną V'_0 wyliczamy szybkości pionowe powietrza W':

$$W' = V'_0 + V'_n .$$

Krzywa ciśnieniowo-czasowa meteorografu daje już wszystkie dane potrzebne do obliczenia W czy W' tak, że lot taki nie wymaga żadnych pomiarów osobowych. Jeżeli chcemy ustalić gdzie znajdował się samolot w jakimś momencie czasu, konieczna jest już obserwacja maszyny conajmniej zapomocą 1 teodolitu, a lepiej, zapomocą teodolitu i dalmierza, względnie 2 teodolitów. Tym pierwszym sposobem posługiwał się Koch (20)

przy badaniu prądów pionowych pod *Cu*. Na pewnej wysokości pod bazą *Cu* zatrzymywał on motor i kołował następnie pod obłokiem. Z dołu ustalano położenie maszyny względem obłoku. Należy zauważyć, że przy tego rodzaju technice pomiarowej wiraże muszą być bardzo płaskie i o dużym promieniu. Robione z ramienia R. R. G. pomiary K o c h a, były pierwszemi systematycznemi poszukiwaniami zapomocą samolotu (czerwiec 1928 r.).

Przy badaniu prądów pionowych zapomocą samolotu, pożądane jest posługiwanie się możliwie lekką maszyną z względnie słabym motorem. Samolot o silnym motorze i ciężki, ma dużą szybkość opadania i wznoszenia oraz dużą szybkość po torze. Przelatuje on więc zbyt szybko strefy prądów wstępujących i opadających, a ponadto będąc zaopatrzony w znaczną siłę pociągową, nie reaguje czule na prądy pionowe. W R. R. G. używano do pomiarów prądów pionowych następujących typów płatowców: Flamingo U 12 a z motorem Sh 11 (70—80 HP), dolnopłat Junkers A 20 z motorem BMW IV, dolnopłat Müller - Griesheim G. M. G. I a z motorem Anzani 35 HP oraz G. M. G. II a, Klemm - Daimler L 20.

Ze względu na cel, rozróżnia G e o r g i i (26) trzy typy lotów meteorologicznych:

1. Zwykły wzlot na wysokość, możliwie bez zbytniego oddalania się od miejsca startu. Lot taki daje przekrój atmosfery w kierunku pionowym.
2. Lot na jednym poziomie czyli t. zw. lot profilowy, dający przekrój w kierunku poziomym.
3. Loty dla celów specjalnych, np. dla zbadania stosunków w chmurze i poza nią, pod i nad chmurą, na czole i na tyle chmury, dalej loty w strefach przejściowych między morzem i lądem, górami i nizinami i t. d.

Jeżeli chodzi przytem tylko o stwierdzenie stanu temperatury i wilgotności w atmosferze, wszystkie trzy wymienione wyżej rodzaje lotów powinne być uskuteczniane możliwie najszybciej, celem oddania synchronicznego stanu atmosfery. Dla badania prądów pionowych korzystniejszem jest dłuższe przebywanie w polu tych prądów, na różnych wysokościach przytem.

W przeciwieństwie do samolotu silnikowego, który może poruszać się w dowolny sposób i badać każdy żądany objekt, szybowiec jako środek do poszukiwań prądów pionowych, ma już ograniczony zakres możliwości. G e o r g i i (29) nie przecenia zalet szybowca jako środka poszukiwawczego, ale sądzi on, całkiem zresztą słusznie, że szybowiec jest instrumentem bezwzględnie czulszym aniżeli maszyna motorowa. Jak wykazują najnowsze pomiary, szybowiec może służyć z powodzeniem do bardzo szczegółowych nawet badań drobnych objektów termiki, co trudno jest uskutecznić na maszynie motorowej. R. R. G. posługiwał się do tych pomiarów następującemi typami szybowców: Wien, Lufticus, Rhönadler, Darmstadt, Starkenburg, Fafnir, Rhöngeist, Cumulus.

Wszystkie wymienione dotychczas metody nie dają jednak tego, czego możnaby żądać od kosztownych niejednokrotnie badań: przestrzennego obrazu zachodzących w atmosferze prądów pionowych i zmian czasowych tego obrazu. Latawce i balony na uwięzi rejestrują tylko zmiany zachodzące w jednym punkcie atmosfery. O trudnościach zasadniczych związanych z pomiarem wyważonemi balonami wspomniałem już wyżej. Poszukiwania zapomocą samolotu i balonów pilotowych o dużej szybkości własnej wznoszenia, nie dają synchronicznego przekroju atmosfery nawet na jednej linji pionowej. Jak to wynika bowiem z szeregu obserwacyj, zmiany w ruchach pionowych atmosfery zachodzą bardzo często w odstępach czasowych rzędu dziesiątek sekund, a balon czy samolot wznoszą się na wysokość kilku tysięcy metrów najmniej kilkanaście minut. Ogromną trudność stanowi ponadto fakt, że i w kierunku poziomym stan atmosfery jest zazwyczaj bardzo zmienny. Na odległości poziomej do 100 *m*, mogą zachodzić w wolnej atmosferze różnice temperatur do 5°, a różnice prądów pionowych mogą osiągać wartość aż 4,5 *m* na sek. Z pomiarów zapomocą balonów, samolotów czy szybowców, można więc nieraz nabrać zupełnie fałszywego wyobrażenia o ogólnym w danej chwili, stanie atmosfery. Odnosi się to do wszystkich niemal elementów meteorologicznych, słusznie więc przestrzega K o p p (21) przed nieostrożnem porównywaniem wyników rozmaitych wzlotów i rozmaitych stacyj aerologicznych.

Prócz bezpośrednich pomiarów prądów pionowych, istnieją też metody, przy których mierzymy wartości i rozkład prądów pośrednio, zapomocą zdjęć chmur. Zdjęcia robione w krótkich odstępach czasu, wykazują wzrost i zanikanie rozmaitych szczegółów obłoku, a stąd można wymierzyć prądy pionowe. Metody te, które jak się zdaje na pierwszy rzut oka, powinne dać przestrzenny obraz prądów, są jednak bardzo niedokładne, dały nierzeczywiste wyniki i zostały zarzucone. Zresztą wizualne obserwacje z dokładnemi szkicami i notatkami mogą oddać podobne usługi. Rozpoczęte przez R. R. G. przed kilku laty zdjęcia kinomatograficzne rakiet dymnych, nie dały również dostatecznych wyników i zostały zarzucone.

2. Gradjent termiczny a prądy pionowe.

Niewymuszone prądy pionowe zależne są od stanu termicznego atmosfery w kierunku pionowym. Możemy mieć przytem do czynienia z powietrzem zupełnie suchem, z powietrzem wilgotnem i z powietrzem zupełnie nasyconem parą wodną. Powietrze zupełnie suche i nienasycone zachowuje się przy ruchach w kierunku pionowym tak samo, powietrze nasycone natomiast, zupełnie odmiennie, aniżeli poprzednie. Wchodzi tu bowiem w grę ciepło skroplenia względnie parowania, czego niema przy powietrzu suchem lub nienasyconem.

Teoretycznie obliczony, adjabatyczny spadek temperatury powietrza suchego w wolnej atmosferze, wynosi 1° na 100 *m* wzniesienia (ściślej 0°985). Wprawdzie obserwacje wykazują, że gradjent ten waha się w rzeczywistości w troposferze około wartości 0°5, ale niezgodność ta wyjaśnia się tem, że nie mamy tu do czynienia tylko z konwekcyjną równowagą powietrza, ale też z szeregiem innych zjawisk. Skutkiem tych zjawisk rozkład pionowy temperatur jest taki, jakgdyby zachodziła równowaga mechaniczna t. zn., że przy ziemi mamy masy potencjalnie chłodniejsze a więc cięższe, a wyżej leżą masy potencjalnie cieplejsze, a więc lżejsze. Zawsze jednak powietrze suche będące w ruchu pionowym, oziębia się przy wznoszeniu wskutek adjabatycznego rozprężania o 1° na 100 *m*, a opadając ogrzewa się o 1° na 100 *m*.

Przypuśćmy, że pionowa wymiana w atmosferze jest uwarunkowana tylko adjabatycznemi ruchami pionowemi suchego powietrza. Jeżeli nie zachodzą żadne inne procesy, to normalny spadek temperatury w niezakłóconej niczem atmosferze będzie wynosić 1° na 100 *m*. Taki rozkład pionowy temperatur powoduje w atmosferze pod względem ruchów pionowych *równowagę obojętną*. Wznoszące się bowiem powietrze, oziębia się adjabatycznie o 1° na 100 *m*, a ponieważ przy takiem warstwowaniu termicznem panuje w otoczeniu też spadek temperatury o 1° na 100 *m*, więc wznoszące powietrze ma na każdej wysokości temperaturę równą temperaturze otoczenia. Nie jest ono ani cięższe ani lżejsze od otaczających go mas, po ustaniu więc chwilowego impulsu mechanicznego, który wprawił daną masę powietrza w pionowy ruch, pozosaje ono z otoczeniem w równowadze. Analogicznie naturalnie dzieje się z powietrzem opadającem.

Równowaga obojętna zachodzi jednak w atmosferze tylko w sporadycznych wypadkach. Zwykle stan taki

*

bywa zakłócony. Uwolnione podczas kondensacji zawartej w powietrzu pary wodnej ciepło skroplenia, napływ mas ciepłych i t. p., powodują zmniejszenie gradjentu termicznego ($\Delta t < 1^0$), izotermję ($\Delta t = 0^0$), a nawet inwersję ($\Delta t < 0^0$). Naodwrót, silne nagrzanie ziemi za dnia, silne nocne wypromieniowanie ciepła przez powierzchnię ziemi, intensywne wypromieniowanie ciepła przez górne warstwy powietrza, napływ mas zimnych i t. p., zwiększają gradjent ($\Delta t > 1^0$).

Gdy gradjent jest mniejszy niż adjabatyczny, panuje *równowaga stała.* Wznoszące się powietrze uzyskuje temperaturę niższą aniżeli otoczenie, staje się względem niego cięższe i opada z powrotem. Powietrze rozpoczynające swój ruch od opadania, staje się cieplejsze od otoczenia i wznosi się z powrotem. Takie warstwowanie termiczne niszczy więc wszelkie ruchy pionowe.

Przy gradjencie nadadjabatycznym, wstępujące powietrze oziębiając się zawsze tylko o 1^0 na 100 *m*, jest coraz to cieplejsze od otoczenia. Stąd jako lżejsze, wznosi się ono stale w górę. Powietrze zstępujące jest coraz to chłodniejsze od otoczenia i opada stale w dół. Jest to więc *równowaga chwiejna*, przy której najmniejszy impuls prowadzi do całkowitego rozwinięcia się zawartej w takim układzie energji cieplnej.

Jeżeli powietrze jest nasycone parą wodną, to zachodzą odmienne stosunki. Adjabatyczny gradjent pionowy temperatury w powietrzu nasyconem, jest zawsze mniejszy, aniżeli takiż gradjent w powietrzu suchem. Z gradjentem takim mamy do czynienia nietylko w obłokach, ale też w warstwach, gdzie zachodzi nasycenie lub nawet przesycenie bez widzialnej kondensacji. Waha się on w normalnych temperaturach dość nieznacznie około wartości 0^05 na 100 *m*. Poniżej tego gradjentu mamy dla powietrza nasyconego, podobnie jak poprzednio mieliśmy dla powietrza suchego, równowagę stałą, powyżej równowagę chwiejną. Dla odróżnienia od poprzedniej, mówimy o *wilgotnej równowadze* powietrza.

Teoretyczny związek między gradjentem termicznym suchego powietrza a prądami pionowemi, można ująć w prosty wzór (L i n k e, 38). Podobnie dadzą się przedstawić stosunki dla powietrza nasyconego (R a e t h j e n, 40). Wzorami temi posługiwał się G e o r g i i (11) przy interesujących rozważaniach nad zasięgiem wysokościowym prądów wstępujących, a z wykazanej w jednym przykładzie zgodności między prądami obserwowanemi a obliczonemi teoretycznie, wynikałoby, że wspomniane wzory dobrze oddają stosunki rzeczywiste.

Obserwacje wykazują jednakże, że w atmosferze zachodzą bardzo często ruchy pionowe, których nie można związać z zasadami równowagi termicznej. P e p p l e r (23) mierząc zapomocą balonu - sondy na uwięzi, ruchy pionowe o natężeniu od 4 do 6 *m* na sek., znalazł, że w 76% ruchy te przypadają na gradjent od 0^04 do 0^08. Pomijając to, że znaleziony gradjent jest mniejszy od adjabatycznego, ale nie przewyższa on wcale najczęściej spotykane, normalne gradjenty. Istotna przyczyna powstawania prądów pionowych leży — według P e p p l e r a — w regjonalnych różnicach temperatur i gęstości powietrza, zachodzących na małej przestrzeni. W jednej z najnowszych swych prac, traktującej o stosunkach temperatury i wilgotności w dniach burzowych (33), pisze on: „Przy burzliwej pogodzie panują na wszystkich wysokościach do 4000 *m*, szczególnie jednak na wysokościach średnich, względnie duże gradjenty. Adjabatyczne i nadadjabatyczne gradjenty są jednak bardzo rzadkie; można wnioskować więc, że te duże gradjenty są korzystne dla zaistnienia burzy, że jednak bardzo duże gradjenty, od około 1^0 i wyżej, nie są koniecznym warunkiem powstawania burzy". I tu więc nie mamy związku między koniecznemi do zaistnienia burzy prądami wstępującemi, a gradjentem temperatury.

Na podstawie swoich licznych i szczegółowych poszukiwań nad prądami pionowemi terenowemi i termicznemi, ujął L a n g e (16) stosunki zachodzące między temi prądami, szybkością wiatru i gradjentem w proste twierdzenia, z których wynikałoby, że prądy pionowe są jednakże zależne od gradjentu w taki sposób, jak to opisałem na początku tego rozdziału. Liczny materjał, na którym L a n g e opierał się, został jednak z racji układu pracy tak rozdrobniony, że każde twierdzenie wynika z paru zaledwie przykładów, może więc być błędnem.

Operując obserwowanemi gradjentami temperatury, S c h m i d t (37) doszedł do wniosku, że zwyczajnie mamy w atmosferze warstwowanie termiczne o stałej równowadze. Kierunek ruchu ciepła jest skierowany — według niego — w niższych przynajmniej częściach troposfery, ku ziemi. Ogólnie przyjmuje się, że jest odwrotnie. Jeżeli jest tak, jak przypuszcza S c h m i d t, to prądy termiczne konwekcyjne w zasadzie nie mogą się rozwijać i mają tylko małe znaczenie w ruchach pionowych atmosfery. Głównym powodem przemieszczenia się pionowego mas powietrznych, byłaby wymuszona turbulencja. Turbulencja taka może rzeczywiście wywołać regularne prądy wstępujące i opadające, dużych nawet rozmiarów. Wskazują na to bardzo interesujące wyniki badań G i b l e t t'a (10). Według nich, pewne odmiany *Cu* i *Stcu* mogą być spowodowane wirami turbulencyjnemi o bardzo dużych wymiarach. W wirach tych istnieją regularnie rozmieszczone prądy wstępujące i opadające, pochodzenia czysto turbulencyjnego, a więc niezależne od gradjentu pionowego temperatury.

Tych kilka przykładów wskazuje, że nie możemy być pewni prostej zależności ruchów pionowych od gradjentu termicznego.

3. Zagadnienie Cumulusów.

Zagadnienia związane z *Cu*, temi widzialnemi świadkami istnienia prądów wstępujących, stawiają się bardzo wyraźnie. Z całego ich szeregu, najważniejsze są: 1^0 jakie sosunki termodynamiczne powodują wytworzenie się, rozwój i zamarcie *Cu*, 2^0 jakiego rodzaju powstają przytem prądy pionowe, 3^0 jak rozłożone są prądy pod obłokiem, w jego sąsiedztwie i wewnątrz niego.

Cytuję dosłownie ustępy dotyczące tych pytań, z najpoważniejszego podręcznika meteorologicznego, H a n n a-S ü r i n g a „Lehrbuch der Meteorologie", z G e o r g i i'e g o „Flugmeteorologie" i z G r e g g'a „Aeronautical Meteorology". H a n n pisze: „Najjaśniejszym jest przebieg tworzenia się chmur Cumulus. Powstają one przez dynamiczne oziębienie wolno wznoszącego się, wilgotnego powietrza, które przez większą zawartość ciepła i pary posiada pęd w górę i wciska się w mniej lub więcej (przynajmniej względnie) spokojne, wyższe warstwy powietrza. Tak powstają zaokrąglone, gronowe formy wyższych części chmur kłębiastych. Para wyrzucana przez lokomotywę ma takie same kuliste kształty. Potężniejsze *Cu* wykazują przytem silny ruch wewnątrz chmury, pęcznienia i wydęcia, wystrzeliwania nowych kopulastych wierzchołków i wieżową budowę. Siłą, która pędzi tak energicznie ku górze wilgotne powietrze, jest ciepło utajone skondensowanej w chmurze pary wodnej; gdy tworzenie się *Cu* zachodzi na bardzo dużych wysokościach, jest nią też często — jak to podkreśla v. B e z o l d — nagłe stężenie przechłodzonych cząstek wody, a więc nagle uwolnione ciepło topnienia."

„Obłoki kłębiaste wznoszą się ponad poziomą podstawą. Ta równa powierzchnia podstawy wyznacza wysokość, na której występujące masy powietrza oziębiły się właśnie do punktu rosy; wysokość ta jest uwarunkowana stopniem nasycenia powietrza przez parę wodną. Dlatego w jednym i tym samym dniu, bazy wszystkich powstających *Cu*, znajdują się bardzo blisko jednej wy-

Tabl. I[1]): OBŁOKI CUMULUS.

Stacja	średnio w *km*						w *km*		średnia szybkość w *m*/sek.			
	lato (IV—IX)			zima (X—III)			lato (IV—IX)		lato (IV—IX)		zima (X—III)	
	wysokość		grubość	wysokość		grubość	wys. wierzchł.					
	podst.	wierzchł.		podst.	wierzchł.		maks.	min.	podst.	wierzchł.	podst.	wierzchł.
Bossekopp 70° N . .	1,32	2,16	0,84	—	—	—	4,82	0,60	7	7	—	—
Pawłowsk 60° N . .	1,64	2,41	0,77	1,12	1,60	0,48	5,71	0,82	—	—	—	—
Upsala 60° N . . .	1,45	2,00	0,55	0,71	1,52	0,81	4,40	0,67	6	7	—	12
Potsdam 52½° N . .	1,44	2,10	0,66	0,99	1,74	0,75	4,75	0,63	6	8	(14)	10
Trappes 49° N . .	—	2,16	—	—	2,37	—	5,03	0,52	9	10	12	12
Blue Hill 42° N . .	1,78	2,90	1,12	1,54	1,62	0,08	5,00	0,79	9	13	15	—
Waschington 39° N .	1,18	(2,45)	(1,27)	1,20	2,28	1,08	6,76	0,91	—	7	—	11
Bezmiechowa 39½° N	*1,66*	—	—	—	—	—	bazy *2,16*	*0,83*	*6*	—	—	—
Wilno 54½° N . .	1,55	—	—	(1,20)	—	—	bazy 2,45	0,75	7	—	(12)	—

sokości. Im suchsze jest powietrze, tem wyżej leży podstawa chmur kłębiastych."

„Tworzenie się potężnych obłoków kłębiastych w wyższych warstwach atmosfery, wskutek ogólnych zmian jej stanu, można obserwować w lotach. Rozwój *Acu castellatus* i dynamicznych *Cu*, wyjaśnia się ssaniem szybko poruszających się warstw powietrza."

„Kształt obłoków kłębiastych wykazuje, że są one produktem ochładzania się wstępującego powietrza w całej jego masie, a nie skutkiem wymieszania z wyższemi, zimnemi warstwami powietrza. Muszą więc powstawać w tym wypadku wydęte, dzwonkowate formy obłoków, tak że obłoki kłębiaste są najgrubszemi i najbardziej objętościowemi formami chmur. Na zewnętrznych brzegach *Cu* mogą zdarzać się też bezwątpienia formy powstałe z wymieszania, wskutek czego na obłoku mogą osadzać się szczególne formy chmur. Należą do nich również „fałszywe" *Ci*."

„*Cu* powstają czasem nad pożarami (zwłaszcza nad wielkiemi pożarami traw podczas suchej pory roku, wewnątrz Afryki tropikalnej), a w znacznem natężeniu powstają one też przy wybuchach wulkanicznych. Wstępująca w górę para wodna pochodzi najczęściej w tym drugim wypadku, z samego krateru wulkanu; w pierwszym, jest to atmosferyczna para wodna, która unosi się z ogrzanem powietrzem, oziębiając się przytem."

„Częste powstawanie *Cu* przy szczytach górskich i nad niemi, wskutek wznoszącego się przy stoku (niewymuszenie) podczas dnia, powietrza, (wstępujący wiatr dolinny), będzie jeszcze później rozstrząsane."

Podobnie opisuje *Cu* Georgii: „*Cu* jest najbardziej interesującą i najcharakterystyczniejszą formą obłoczną. W ciepłe dnie letnie buduje się on ku górze jako potężny, biało błyszczący obłok, o miękkich — i jak długo znajduje się jeszcze w rośnięciu — zaokrąglonych, lecz ostro ograniczonych kształtach. Gdy energja wzrostu obłoku ustanie, zacierają się ostre granice, rozstrzępiają zaokrąglone formy, a wierzchołek rozciąga się często w kształt grzyba. Najłatwiej możemy śledzić powstawanie *Cu.* Jest on chmurą właściwą termicznym prądom wstępującym. W dniach silniejszego promieniowania słonecznego, nadmiernie miejscowo nagrzane powietrze wznosi się w górę. Jeżeli przy adjabatycznem ochładzaniu się zostanie osiągnięty poziom kondensacji, zachodzi tworzenie się obłoku; wskutek uwolnionego ciepła kondensacji, obłok taki może potem jeszcze dalej rozwijać się w górę. Jeżeli wzrost *Cu* osiąga coraz to większe rozmiary w wysokości i w masie skondensowanej pary wodnej, to zwykły *Cu* przechodzi w *Cumulo-Nimbus* czyli *Cu* burzowy. *Cu* burzowy rośnie często w górę aż do poziomu *Cirrusów* i przechodzi tam w towarzyszącą mu zwykle czapę cirrusową. Przy bocznych obserwacjach *Cunb* zdaje się on świecić od strony słońca olśniewająco biało, podczas gdy w cieniu leżące części mają naodwrót groźnie wyglądające, ciemno niebieskie zabarwienie. Niższa część *Cunb* jest zwykle przesłonięta chmurami *Nimbus*, z których spadają przejściowe zlewy w formie deszczu, gradu lub krup śnieżnych. Zachodzące w obwodzie *Cunb* ruchy pionowe powietrza, należą do najgwałtowniejszych i najniebezpieczniejszych w wolnej atmosferze. Zajmiemy się jeszcze niemi na dalszem miejscu."

Jeszcze krócej opisuje *Cu* w swoim obszernym i skądinąd ciekawym podręczniku meteorologji lotniczej, Gregg: „*Cumulus.* Chmury podobne do kłębów wełny. Gęste chmury, których wyższa powierzchnia jest kopulasta i wykazuje protuberancje, podczas gdy podstawa jest horyzontalna. Chmury te zdają się być wytworzone przez prawie zawsze dające się zaobserwować dzienne ruchy wstępujące. Gdy obłok taki znajduje się w przeciwnej stronie aniżeli słońce, powierzchnie zwrócone ku obserwatorowi błyszczą jaśniej, niż brzegi protuberancyj. Gdy, jak zwyczajnie, światło pada z boku, obłok rzuca głęboki cień; jeżeli naodwrót, obłok jest po tej samej stronie obserwatora co słońce, wydaje się on ciemny, z błyszczącemi brzegami."

„Czysty *Cu* ma dobrze odgraniczoną wyższą i niższą powierzchnię; przy silnym wietrze widzi się jednak często *Cu* podobne do chmur strzępiastych, w których luźne części podlegają ciągłej zmianie. Forma ta może być odróżniona pod nazwą *Fracto-cumulusa (Frcu).*"

O wysokości poziomu tych obłoków Gregg wzmiankuje tylko: „... poziomy *Strato-cumulusa* i *Cumulusa* są nieco wyżej latem niż zimą. Największa częstość pojawiania się tych form obłocznych wypada poniżej poziomu 3000 *m.* Wierzchołki *Cu* wykazują latem znaczną częstość około 2000 *m*, zimą około 1800 *m*.... 89 obserwacyj dało średnią grubość *Cu* około 500 *m.*" (Dane te odnoszą się tylko do obszaru Stanów Zjednoczonych Ameryki N.).

Tabl. I. pozwala zorjentować się co do średnich wysokości podstaw i wierzchołków *Cu*, grubości tych obłoków a także szybkości ich przenoszenia się, w rozmaitych obszarach.

---

[1]) Cyfry dla pierwszych 7 stacyj tej tabeli zaczerpnięte są z Hanna-Süringa: Lehrbuch der Meteorologie, S. 296—302. Leipzig 1926. Dane dla Bezmiechowej podaję na podstawie własnych obserwacyj. Odnoszą się one tylko do czerwca 1932 r. Dla Wilna obliczyłem średnie z biuletynów publikowanych przez Wileńską Uniwersytecką Stację Aerologiczną. Są to średnie z okresu 1925—1931, z których na letnią połowę roku wypada 38 obserwacyj, a na zimową tylko 7. Stąd cyfry dotyczące zimy, jako bardzo niepewnę, ujęto w nawiąs.

W uzupełnieniu tej tabeli, podaję jeszcze drugą, mniej szczegółową, zawierającą dane z nieuwzględnionych w tabl. I. obszarów.

Tabl. II[2]): OBŁOKI CUMULUS.

Stacja	Średnia wysokość pojawiania się warstwy *Cu* w *km*			Grubość w *km*
	lato (IV—IX)	zima (X—III)	rok (I—XII)	rok
Toronto 43½° N (Kanada) . .	1,70	1,33	—	—
Allahabad 25½° N (Indje) . . .	1,76	1,34	—	—
Manila 14½° N (Filipiny) . . .	1,84	1,82	—	—
Mera 35° N (Japonja)	—	—	1,38	0,44
Batawia 6° S (Jawa)	—	—	1,74	—
Lindenberg 52° N (Środk. Niemcy)	baza 1,47	baza 1,15	baza 1,42	0,50

Dodajmy jeszcze do tego zestawienia obserwacje z Potsdamu. Średnia miąższość *Cu* wynosi tam 670 *m*, maksymalna 2230 *m*, minimalna 90 *m*.

Według tych wszystkich cyfr, pochodzących częściowo z obserwacyj Międzynar. Roku Chmur, ustalono przeciętny poziom *Cu* w atmosferze na 1700 *m*. Nie odnosi się to do poziomu podstawy czy wierzchołka, ale do środkowej części obłoku.

a) Warunki powstawania i rozwoju Cu.

Rozpatrzymy naprzód pytania dotyczące stosunków termodynamicznych. Z pierwszych dwu podanych wyżej cytatów wynika, że 1° od powierzchni ziemi do podstawy obłoku musi stale panować gradjent nadadjabatyczny i że 2° po utworzeniu się *Cu* istnieje wewnątrz obłoku inwersja temperatury a uwolnione ciepło skroplenia powoduje dalszy wzrost *Cu*, nawet bez dopływu prądów wstępujących od dołu, do bazy. Obserwacje wykazują jednakże co innego. Suchy gradjent nadadjabatyczny zachodzi nawet w dniach typowo cumulusowych dość wzadko. Nie jest to regułą, ale w każdym razie wypadkiem dość częstym. Dopiero gdy przyjmiemy, jak to czyni Georgii przy rozważaniu prądów wstępujących w tropach (11), że nietylko w chmurze ale i pod chmurą, aż do powierzchni ziemi, panują stosunki odpowiadające wilgotnej równowadze powietrza, dostaniemy w dniach cumulusowych niestałą równowagę wilgotną.

Kopp (21, 25) stwierdza (niepodając niestety wartości liczbowych) na podstawie licznych oblotów samolotowych *Cu*, że wewnątrz obłoku są temperatury niższe niż nazewnątrz niego. To samo zauważono i przy wzlotach w Darmstadzie, przyczem Georgii (26) nadmienia, że temperatury wewnątrz *Cu* były często aż o 3° do 5° niższe, aniżeli na tym samym poziomie poza chmurą. Lange (24) po locie doświadczalnym w *Cunb*, stwierdza, że przynajmniej w niższej i środkowej części do 6000 *m* sięgającego obłoku, temperatura była niższa, niż w sąsiedniem powietrzu.

Ponadto dało się stwierdzić jeszcze jedną rzecz. Powietrze wewnątrz *Cu* (a być może że i w innych chmurach też) jest bardzo często nietylko że nasycone, ale nawet przesycone parą wodną. Stopień takiego przesycenia może być bardzo duży. W zwykłym, pogodowym *Cu* znalazł Kopp (25) 150%—200% wilgotności względnej, w czasie *Cu-congestus* 125%, w *Cu-castellatus* utworzonym z górnych partyj wypiętrzonego *Cu*, 330%, a w *Cu* burzowych aż 500% i 600% wilgotności względnej. Powietrze zawierające parę wodną jest, jak wiadomo, lżejsze od powietrza zupełnie suchego, a przy opisanych wyżej stopniach przesycenia, jest ono daleko lżejsze, niż otaczające chmurę powietrze względnie suche.

Wytłumaczenie niskich temperatur wewnątrz *Cu*, może więc być, jak sądzi Kopp, dwojakie. Powietrze obłoku posiadające wskutek silnego ruchu wstępującego dużą energję kinetyczną, mogłoby przejść ponad prawem równowagi i znaleść się na wyższym poziomie, aniżeli na to pozwala zasięg pionowy gradjentu nadadjabatycznego. Będzie ono wtedy zimniejsze od powietrza otaczającego chmurę. Jeżeli powietrze w *Cu* wznosi się rzeczywiście wbrew prawom równowagi termicznej, to gradjent wewnątrz chmury powinien być w tym wypadku nieco mniejszy, niż adjabatyczny gradjent dla wilgotnego powietrza. Tymczasem gradjent ten jest często nadadjabatyczny. Niskie temperatury wewnątrz obłoku nie są więc widocznie wywołane transportem w górę wbrew prawom równowagi.

Można znaleść jeszcze inne tłumaczenie. Zawierające dużo pary wodnej powietrze obłoku jest daleko lżejsze, niż względnie suche otoczenie. Jak długo więc temperatura powietrza obłoku jest równa albo nieco wyższa niż temperatura otaczających go mas, tak długo obłok będzie wzrastał szybko w górę. Ale będzie on rósł jeszcze nawet wtedy, gdy temperatura wewnątrz niego będzie o pewną wartość niższa, aniżeli temperatura otoczenia.

Poza obrębem każdego *Cu* mielibyśmy więc inwersję lub słaby gradjent. W 7 wypadkach na 9, Kopp (21) przy wlatywaniu w bazę chmury znalazł bardzo silny nadadjabatyczny gradjent. Spadek temperatury wynosił od 2°0 na 100 m, do 3°4 na 100 m. Znaczy to, że powietrze wewnątrz chmury było chłodniejsze od otoczenia. Wilgotność względna wzrastała przy wlatywaniu w bazę bardzo ostro i szybko. W 2 pozostałych wypadkach, przy wlocie do chmury z boku, w ścianę pionową obłoku, gradjent był adjabatycny a wilgotność rosła powoli do 100%. Ponad chmurą panowała zawsze silna inwersja.

Zamiast więc inwersji wewnątrz chmury, mamy inwersję nazewnątrz niej. Jest to zupełnie niezgodne z dotychczasowemi pojęciami o budowie *Cu*. Stosunki warstwowania termicznego atmosfery w obecności *Cu*, nie są więc tak proste jak dawniej sądzono. Kopp (32) na podstawie licznych swoich studjów nad *Cu*, podaje następujący schemat rozwoju stosunków termodynamicznych przy *Cu*.

W typowym dniu cumulusowym mamy zawsze rankiem warstwowanie powietrza o równowadze stałej. Zimne masy zalegają przy ziemi, gdzie obserwuje się często inwersję temperatury. Nad nią mamy słaby, podadjabatyczny gradjent, a jeszcze wyżej, mniejwięcej na poziomie, gdzie wytworzą się potem *Cu*, inwersję, względnie znowu słaby gradjent. Po tem stadjum, energja przynoszona ziemi przez promieniowanie słoneczne, zaczyna być wykorzystywana do utworzenia gradjentu adjabatycznego (1° na 100 *m*). Gradjent ten nie zapanowuje nagle na wszystkich poziomach, wskutek wysoko sięgających prądów konwekcyjnych. Powstaje on przez konwekcyjne przemieszanie się mas powietrza naprzód w cienkiej warstwie przyziemnej. Warstwa ta wolno narasta w górę i osiąga wreszcie wysokość, na której, w danym momencie, może się już skroplić para wodna. Gdy w całej głębokości pod poziomem kondensacji zapanuje gradjent adjabatyczny, każdy następny, najmniejszy nawet transport ciepła do górnej granicy zasięgu tego gradjentu, lub też mechaniczne poddźwignięcie mas powietrza, prowadzi do utworzenia się obłoku. Tem wyjaśnia się znany fakt szybkiego powstawania *Cu*. W samym obłoku, gradjent nadadjabatyczny przechodzi w podadjabatyczny, a nad chmurą w inwersję. Ponieważ jednak przed widzialną kondensacją zachodzi często pewne przesycenie parą wodną, więc lekkie, wilgotne

[2]) Dane dla Mery z Meteor. Zeitschrift 1933, S. 184, dla Lindenbergu z M. Z. 1920, S. 189 i M. Z. 1921, S. 18. Dla pozostałych stacyj z Hanna-Süringa.

powietrze obłoku unosi się zazwyczaj w górę z gradjentem nie podadjabatycznym, lecz wilgotnym nadadjabatycznym. Stąd obłok, przynajmniej w wyższej swej części, jest po pewnym czasie zimniejszy, niż otaczające go masy.

Po powstaniu *Cu*, może on żyć dalej bez dopływu prądów wstępujących z ziemi, własnem, rytmicznem życiem. Przy ziemi może panować już gradjent podadjabatyczny, a więc niszczący wszelkie ruchy pionowe. W górnych partjach przesyconego *Cu*, gdzie mamy niskie względem otoczenia temperatury, zachodzi szybkie wypromieniowywanie, a przez płynące stąd ochłodzenie powstają tam coraz to nowe partje obłoku. Jako cięższe od otoczenia, opadają one, a wyparowywując w dolnej części obłoku, zabierają ciepło dostarczane mu przez bazę. W tym okresie chmura zamiera. Gdy jednak opadające części *Cu* zupełnie wyparują, dopływ ciepła do bazy nie będzie niczem kompensowany, a ponadto uwolnią się nowe ilości utajonego ciepła skroplenia, obłok zacznie znowu pęcznieć. Stąd pewna rytmika w życiu *Cu*.

b) Stadja rozwojowe prądów pionowych i Cu.

Ostatnio podał H ö h n d o r f (34) schemat rozwoju termicznych prądów pionowych w letni, słoneczny dzień. Według tego schematu, w dniu cumulusowym tworzą się następujące stadja rozwojowe:

a) Przy wschodzie słońca.
Stałe warstwowanie powietrza do wysokości najmniej 500 *m*. Brak jakichkolwiek prądów pionowych.

b) Pewien czas po wschodzie słońca.
Powstanie ciepłej warstwy powietrza przy powierzchni ziemi.

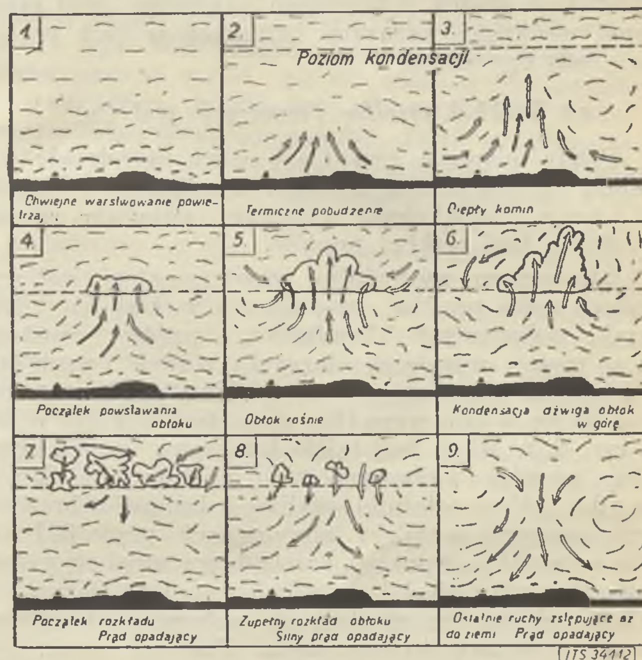
c) Przedpołudniem.
Początek wyzwalania się prądów pionowych przy ziemi.

d) W południe.
Początek wyzwalania się prądów pionowych w wolnej atmosferze.

e) Pewien czas przed zachodem słońca.
Koniec wyzwalania się prądów przy ziemi. Powstanie stałego warstwowania powietrza przy powierzchni ziemi.

f) Pewien czas po zachodzie słońca.
Koniec wyzwalania się prądów w wolnej atmosferze.

Podany przez B a c h e m a (1) schemat rozwojowy *Cu* i towarzyszących im prądów pionowych, zgadza się się częściowo z tym opisem. Szkic B a c h e m a nie jest wprawdzie oparty na żadnych pewnych danych, ujmuje on jednak przypuszczalnie dobrze, faktyczny stan rzeczy. Ponieważ B a c h e m nie daje opisu swego schematu, spróbuję objaśnić go sam. Na ryc. 1 mamy 9 stadjów rozwojowych *Cu* i prądów pionowych w ciągu dnia. Latem, w pogodny, bezchmurny i bezwietrzny zupełnie dzień, około 7—8^h a więc nieco po wschodzie słońca, dochodzi po pewnym okresie przygotowawczym do niestałej równowagi powietrza, przy której niema jednak jeszcze żadnych ruchów pionowych (ryc. 1, *1*). Najsłabsze pobudzenie wystarczy do zburzenia tej równowagi i do samorodnego już w dalszym ciągu, wyzwolenia się całej energji, zawartej w takim układzie termicznym atmosfery. Impuls taki, jak to wskazuje ryc. 1, *2*, pochodzi zazwyczaj od nadmiernie nagrzanego obszaru powierzchni ziemi. Nad nagrzanym obszarem powstają słabe narazie prądy wstępujące, które rosną z czasem w sile i ku górze (ryc. 1, *3*) i tworzą rodzaj komina. Dopiero około 9—10^h prądy te osiągają poziom kondensacji. Zjawiają się wtedy pierwsze, płaskie jeszcze *Cu* (ryc. 1, *4*). Już w tem stadjum, jak sądzi B a c h e m, niema silniejszych prądów wstępujących przy ziemi. Miałyby one rozpoczynać się dopiero na znacznej wysokości nad ziemią. Od 10^h do 13^h *Cu* wzrastają (ryc. 1, *5*). Rośnie nietylko miąższość obłoków, ale też ich ilość oraz wielkość podstaw. Około 14—15^h mamy maksimum rozwoju. Prądy wstępujące istnieją prawdopodobnie już tylko pod samą bazą *Cu*, oraz wewnątrz bardzo wypiętrzonych w tym czasie obłoków. Są one bardzo silne i gwałtowne, zwłaszcza w samym *Cu* (ryc. 1, *6*). Od 15^h *Cu* zaczynają szybko zamierać. Pojawiają się pod niemi prądy opadające, obłoki rwą się na mniejsze partje, te znowu na pojedyncze strzępy *Frcu* (ryc. 1, *7*). Zanik postępuje bardzo szybko, a prądy opadające pod rozwiewającemi się fragmentami *Frcu* nabierają na sile i schodzą w kształcie studni coraz to niżej ku powierzchni ziemi (ryc. 1, *8*). Około 17—18^h następuje zupełne rozpogodzenie, a z *Cu* pozostają tylko silne prądy opadające, które w tym czasie schodzą już do powierzchni ziemi (ryc. 1, *9*).



Ryc. 1.

Życie Cumulusa: powstanie, rozwój i zamarcie (według B a c h e m a).

Trzeba tu podkreślić, że prądy wstępujące rodzą się w dniach cumulusowych badzo wcześnie. Jak to wykazały moje badania w Bezmiechowej (14), silne ruchy wstępujące są od 9^{h}30 do 11^h o wiele częstsze, aniżeli popołudniu. W godzinach rannych sięgają one przytem do wysokości 800—1000 *m*, a w godzinach popołudniowych do 1500 *m*. F u c h s (31) obserwował nad Berlinem silne prądy wstępujące już bardzo wczesnym rankiem (8—9^h).

Obok istniejących przy powstawaniu i rozwoju *Cu* prądów wstępujących, muszą wytwarzać się jednocześnie prądy opadające. Wskutek transportu powietrza w górę, zachodziłaby bowiem na znaczniejszych wysokościach akumulacja mas, a przy powierzchni ziemi niedomiar mas. Jest to jednak niemożliwem. Rodzi się więc pionowa wymiana powietrza o zamkniętym obiegu kołowym. Do miejsc wyzwalania się prądów wznoszących, spływa dośrodkowo, z sąsiednich chłodniejszych obszarów, nowe powietrze. Nad chłodnemi obszarami mamy bowiem nadmiar mas pochodzący z istniejących nad temi obszarami, prądów opadających. Względnie chłodne obszary są bowiem predysponowane do zbierania prądów opadających. Prądy te rozpoczynające się na wysokościach wierzchołków *Cu*, odprowadzają ku ziemi nadmiar mas

powstały w górze. Ta czysto mechaniczna wymiana mas jest wzmocniona zwykle niestałą równowagą powietrza.

Do czasu maksimum wzrostu *Cu*, czynną rolę w pionowej wymianie mają prądy wstępujące, zaś prądy opadające są tylko biernemi prądami wyrównawczemi. Prądy wstępujące pojawiające się w kształcie stosunkowo wąskich i rzadko rozmieszczonych kominów, mają znaczne natężenie. Rozkładające się na duże przestrzenie prądy opadające, są stosunkowo słabe. W porze popołudniowej i wieczornej, kiedy następuje rozkład *Cu*, czynną rolę w wymianie mas obejmują zstępujące ruchy powietrza. Ruchy te pojawiałyby się w postaci stosunkowo rzadkich, ale głębokich studni, o znacznem natężeniu. Nad pozostałemi, wielkiemi obszarami istniałyby w tych porach nikłe prądy opadające.

c) Rozkład prądów pionowych pod Cu.

Prądy pionowe pod *Cu* i w ich sąsiedztwie nie układają się tak prosto, jakby to wynikało z schematu B a c h e m a. Niewiadomo właściwie dokładnie, jak się przedstawia taki rozkład prądów.

Klasycznem rzec można zapatrywaniem jest wyobrażanie sobie prądów wstępujących w kształcie regularnych, walcowatych „kominów", a prądów opadających w postaci równie regularnych „studni", względnie jak to często nazywają „dziur". Układ prądów przedstawiałby się w tym wypadku, przy ciszy, tak jak wskazuje ryc. 2, *1*. Mimo że istnieje już szereg innych schematów prądów pionowych, H ö h n d o r f i M a r q u a r d t (34) w ostatniej publikacji będącej zebraniem dotychczasowych wyników otrzymanych przez R. R. G., mówią wyraźnie: „Sam prąd wstępujący musi się przedstawić schematycznie jako utwór kominowy. Obraz taki wynika częściowo ze spostrzeżeń szybowcowych, a częściowo z rozważań teoretycznych. Podobny utwór jest przytem mniej lub więcej skrzywiony przez kierunek wiatru i najczęściej też zmienia swoje położenie w przestrzeni". Podobnie i F u c h s (31) opisuje termiczne prądy wstępujące w kszałcie „wąskich szybów względnie kominów".

S c h m i d t (36) zapomocą fotografij *Cu* z 2 punktów, wyznaczył stereoskopicznie wartości i rozkład prądów pionowych w *Cu*. Najsilniejsze prądy w dobrze rozwiniętych *Cu* nie przekroczyły według tych pomiarów 0,5 *m* na sek. Najwyższe wartości prądów wstępujących występują według S c h m i d t a w przedniej części obłoku, prądów opadających w tylnej części (przez przednią część obłoku czyli czoło *Cu*, należy przytem rozumieć przód chmury poruszającej się z wiatrem w jakimś kierunku). Ponieważ szybkości pionowe mierzone przez S c h m i d t a są daleko niższe od zwykle obserwowanych, trzeba i podany przez niego rokład prądów brać z wielkiem zastrzeżeniem.

S p ä t h (4) opisuje prądy pod *Cu*, mierzone w balonie na uwięzi: „...pod pojedynczemi wyspami obłoków, zaznacza się gwałtowny prąd wstępującego powietrza. Jeżeli balon znajduje się 200 do 300 *m* poniżej podstawy obłoku, na odległości około 100 *m* przed czołową częścią obłoku, rozpoczynają się porywy (pionowe — *uwaga autora*), najczęstsze w pierwszej trzeciej części długości chmury. Pod nieszkodliwemi, pogodowemi *Cu* można również wyczuwać wyraźnie pionowe prądy powietrza". Największe wartości prądów wstępujących mielibyśmy więc u czoła chmury.

Do wręcz odmiennych wniosków doszedł K o c h (20). Mierząc zapomocą samolotu prądy pionowe pod obrębem podstawy *Cu*, znalazł on tuż przed czołem obłoków prądy opadające. Były to normalne *Cu* bezwietrznej, letniej pogody. U czoła obłoków, do 200 *m* pod bazą chmury, obserwował on w 3 wypadkach ruchy opadające o średniem natężeniu —0,8, —1,1 i —0,7 *m* na sek. Mniejwięcej pod środkiem tych *Cu* mierzył on jednocześnie znaczne nawet (do +2,0 *m* na sek.) prądy wstępujące. Stosunki prądów pionowych wskazują więc, że *Cu* może się często upodabniać do chmury dynamicznego pochodzenia, powstającej z nawijania się linij prądów w postaci płaskiego wiru.

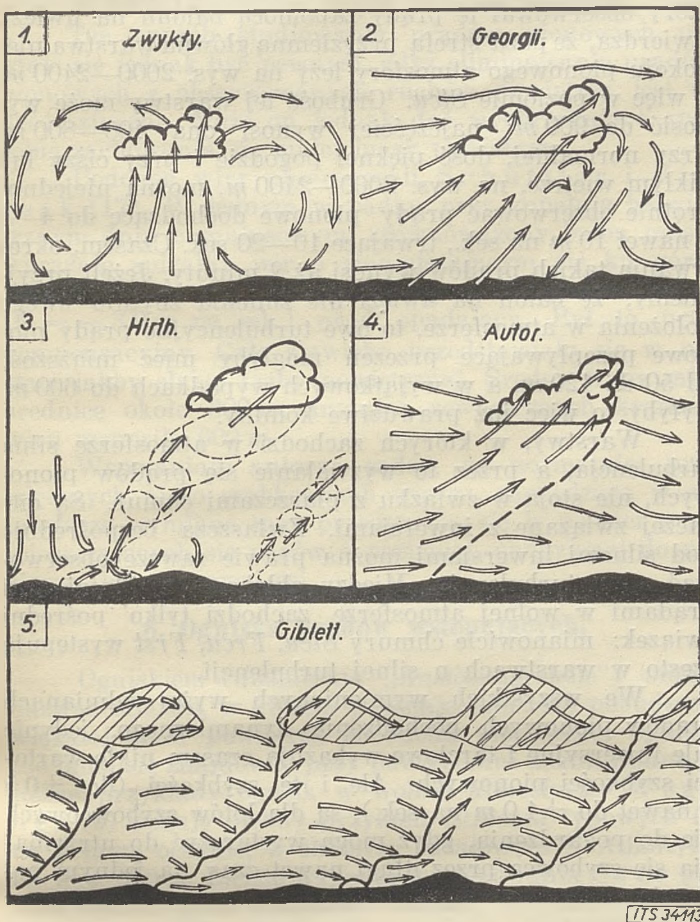
Podobnie sądzi i G e o r g i i (26). 3 pomiary zapomocą samolotu i 3 pomiary szybowcowe wykazały, że przy istnieniu silnych nawet prądów wstępujących, temperatura wewnątrz *Cu* była niższa, niż na tym samym poziomie nazewnątrz obłoku. Ponadto w jednym z lotów szybowcowych wewnątrz *Cu* obserwowano w przedniej części obłoku bardzo silne ruchy wirowe pionowe. „Jeżeli niższa temperatura w *Cu* w stosunku do otoczenia, jest rzeczywistą — pisze G e o r g i i — to musi się odrzucić termiczne wznoszenie powietrza. W tych okolicznościach możnaby sądzić przedewszystkiem o dynamicznem tworzeniu się *Cu* przez większy wir, powstały wskutek tarcia na powierzchni granicznej dwu mas powietrza o różnej gęstości i różnej szybkości. Wir ten można więc przedstawić w formie walcowatej, ze wzrastającą szybkością wiatru ku górze. Podobna zmiana wiatru z wysokością istnieje bardzo często w mniejszych rozmiarach ponad górami, gdzie skupienie się strug powyżej przeszkody stwarza warstwę o silnym wietrze". Zestawione jednocześnie dla dni, w których były czynione wspomniane pomiary, wyniki obserwacyj wiatrów górnych, wskazują rzeczywiście na bardzo znaczny, nagły przyrost szybkości wiatru na wysokościach poziomu *Cu*. Jak widzimy więc, G e o r g i i przypisuje powstanie *Cu* wirowi tarciowemu rodzącemu się na granicy dwu warstw powietrza o różnej szybkości. Wir ten musiałby być prawdopodobnie dość płaski. Odpowiadający takiemu pojęciu schemat prądów, mamy na ryc. 2, *2*.

Schemat ten przypomina najzupełniej rozkład prądów w *Cunb*, z charakterystycznym, walcowatym wirem burzowym na czole obłoku. Być może więc, że w rzeczywistości niema zasadniczej różnicy między *Cu* a *Cunb*. Znane są przecież wszystkie stadja przejściowe z pogodowego *Cu* do burzowego *Cunb*. Stadja te różnią się tylko miąższością obłoków *(Cu-humilis, Cu-congestus, Cunb-calvus* i wreszcie *Cunb-capillatus)*. R a e t h j e n (40) przy rozważaniu dynamiki frontu zimnego, pisze: „Głównym celem niniejszej pracy było wskazanie na wielkie znaczenie, jakie ma dla prądów atmosferycznych przenoszenie się energji przy wilgotnej chwiejnej równowadze. W związku z tem trzeba jeszcze zauważyć, że i nieszkodliwe przebiegi tego zjawiska *(Cu — uwaga autora)* pozwalają dostrzec to znaczenie. Leżąc w piękny, letni dzień, w południe w lesie, można łatwo zauważyć, jak z każdym, ponad nami ciągnącym *Cu*, poryw wiatru porusza wierzchołki drzew. Także na to podobieństwo między chmurą burzową a obłokiem *Cu*, zwracano już od dłuższego czasu uwagę".

H i r t h (2) zestawiając pomiary czasowe średnic pól prądów wstępujących dochodzi do wniosku, że prądy te grupują się w atmosferze w jajowate formy, czyli t. zw. termiczne pęcherze powietrza (Die Thermikblasen). Pęcherze takie miałyby się co pewien czas odrywać od powierzchni ziemi i unosić w górę. W miarę wznoszenia pęczniałyby one (ryc. 2, *3*). H i r t h nie podaje linij prądów, a tylko granice, w których prądy te są zawarte. W każdym razie, podobny układ prądów wstępujących można sobie wyobrazić w postaci jednolitych i izolowanych, jajowatych utworów, wolno „pływających" w atmosferze. Utwory te w miarę wznoszenia się w górę byłyby coraz to większe.

Moje badania (14) przeprowadzane zapomocą balonów pilotowych wskazywałyby na taki rozkład prądów pod *Cu*, jak to mamy na ryc. 1, *4*. Kilka obserwacyj wykazało zupełnie wyraźnie, że u czoła *Cu* mamy prądy opadające. Ponieważ przejście z prądów wstępu-

jących do prądów opadających zaznaczało się nagle, można sądzić, że od czoła *Cu* aż do ziemi biegnie rodzaj powierzchni nieciągłości, wzdłuż której mamy nagłą zmianę z ruchów wstępujących istniejących pod obłokiem, na ruchy opadające występujące przed nim. Schemat ten zgadza się do pewnego stopnia z obrazem 2 i 5 ryc. 2. Między moim schematem a przedstawionym na ryc. 2, 5 schematem G i b l e t t'a, istnieje jednak zasadnicza różnica w rozmieszczeniu prądów. G i b l e t t umiejscawia powierzchnię nieciągłości i prądy wstępujące na tyle obłoku, podczas gdy ja wstawiam je u czoła *Cu*.



Ryc. 2.

Przypuszczalny rozkład prądów powietrza pod Cu, według różnych badaczy. 1) Rozkład prądów w postaci regularnych kominów i studni, według dawniejszych zapatrywań. 2) Cu i prądy pionowe pochodzenia dynamicznego. Cu wytworzony płaskim wirem dużych rozmiarów. U czoła obłoku prądy opadające, w środku i na tyle obłoku prądy wstępujące. 3) Rozszerzające się w miarę wznoszenia w górę „pęcherze powietrzne". 4) Cu z powierzchnią nieciągłości na przodzie obłoku. Nagła zmiana z prądów wstępujących pod obłokiem, na prądy opadające przed obłokiem. 5) Konwekcyjne „komórki wiatrowe". Każda komórka stanowi jednostkę zamkniętą powierzchniami nieciągłości. Przy przechodzeniu takiej powierzchni nieciągłości, obserwuje się nagłą zmianę prądów wstępujących na opadające i silniejszy poryw wiatru. Prądy wstępujące znajdują się w środku komórki i na jej tyle, prądy opadające na czole komórki. Obłok jest wskutek tego cieńszy na przodzie, a najgrubszy w środku, względnie na tyle.

Przedstawione na ryc. 2, 5 „komórki wiatrowe" odnoszą się do powstawania niektórych form *Cu*, *Frcu* i *Stcu*. Przy badaniu struktury wiatru G i b l e t t (10) doszedł do pojęcia termicznej, konwekcyjnej komórki powietrza i dynamicznej komórki powietrza. W wolnej atmosferze mamy według niego następujące rodzaje wirów: 1° termiczne, spowodowane lokalną konwekcją, 2° tarciowe, spowodowane zahamowaniem płynącego powietrza np. przez zabudowania, urozmaicone podłoże terenu lub warstwę o małej szybkości wiatru, 3° falowe, wytworzone na granicy zetknięcia się dwu prądów powietrza o różnej szybkości, 4° bryzgowe, powstające przy uderzeniu strug powietrza o przeszkodę. Wiry termiczne i tarciowe wytwarzają w atmosferze łącznie z prądami poziomemi, izolowane komórki wiatrowe. W każdej komórce istnieje w kierunku pionowym kołowy, zamknięty obieg prądów. Komórki termiczne są większe i regularniejsze aniżeli komórki dynamiczne powstałe z wirów tarciowych. Ponieważ z teorji wynika, że wysokość pionowego zasięgu prądów konwekcyjnych jest dwukrotnie wyższa od wysokości zasięgu gradjentu nadadjabatycznego, a gradjent taki obserwuje się zwyczajnie do wys. 450—600 *m*, stąd komórki termiczne mogą mieć grubość ponad 1200 *m*. Komórki dynamiczne sięgałyby do 500 *m*. Każda komórka oddzielona jest od następnej powierzchnią nieciągłości. Rzut poziomy poszczególnego osobnika komórkowego przedstawia się podczas ciszy w postaci dość regularnego wielokąta. Przy silniejszym wietrze rzut ten ma kształt wydłużonej podkowy, zamkniętej od strony, z której wiatr wieje. Długość komórki może wynosić od 1000 do 3000 *m*. Kąt nachylenia osi komórki do poziomu jest przy silniejszym wietrze bardzo mały i przedstawia się jak 3 lub 4 : 100. W środku „podkowy", ale przedewszystkiem przy powierzchni nieciągłości, t. zn. w tylnej części komórki, powietrze wznosi się od powierzchni ziemi w górę. Składowa pozioma ruchu t. zn. szybkość wiatru, jest przytem stosunkowo mała. Jeżeli wznoszące się powietrze osiągnie poziom kondensacji, to komórka nakrywa się rzec można obłokiem, którego grubość będzie największa nie u czoła, ale w środku, a nawet w tylnej części. Pod podstawą obłoku mielibyśmy poziome naogół prądy, które na przodzie komórki, przy powierzchni nieciągłości, przechodziłyby w prądy opadające schodzące aż do ziemi. Prądy te przynosiłyby niższą temperaturę i stosunkowo dużą szybkość poziomą. Obserwowano, że obłoki powstałe nad komórkami wiatrowemi sięgały niejednokrotnie do wys. 1800—2100 *m*. Była to więc wysokość, na której i w naszych warunkach znajdują się często szczyty *Cu* i *Stcu*.

W przeciwieństwie do G e o r g i i'e g o, G i b l e t t przypisuje więc powstawanie, jeżeli nie wszystkich, to przynajmniej jednej z odmian *Cu*, albo wirom tarciowym biorącym swój początek przy powierzchni ziemi, albo też wirom termicznym. W każdym razie chodzi tu o wiry o dużych rozmiarach pionowych, a nie o wiry płaskie. Ten interesujący schemat rozkładu prądów pionowych, ma prawdopodobnie obszerniejsze zastosowanie tylko na wyspach W. Brytanji, gdzie stosunki klimatyczne są zupełnie odmienne od naszych. Być może jednak, że i u nas istnieją tego rodzaju komórki wiatrowe podczas napływu zimnych i wilgotnych, polarnych mas powietrza. Pojawiające się wtedy liczne, wypiętrzone a o niskiej podstawie, szybko biegnące obłoki, które niczem nie przypominają pogodowych *Cu*, a które musi się jednak zaliczyć do typu *Cu*, mogą być tego pochodzenia.

4. Prądy pionowe pochodzenia dynamicznego i dynamiczno-termicznego.

Nie jest więc jak widzimy, dokładnie ustalone czy prądy pionowe w wypadku *Cu* są czysto termicznego, czy też dynamicznego pochodzenia. W zjawiskach termiki obserwowano jednak wiele innych wypadków, gdzie prądy pionowe były pochodzenia czysto dynamicznego, lub termiczno - dynamicznego.

Jeżeli w atmosferze panuje równowaga chwiejna, to nietylko nadmierne ogrzanie jakiegoś obszaru powierzchni ziemi powoduje wyzwolenie się prądów wstępujących. Jakikolwiek wymuszony ruch ku górze, burzy

w takim wypadku równowagę atmosfery. Możemy więc mieć dynamiczne ogniska prądów wstępujących. Ogniska te są to miejsca, w których wskutek zjawisk mechanicznych, wyzwala się energja wytwarzająca następnie ruchy pionowe. Prądy pionowe mogą powstać przy ziemi wskutek: 1) tarcia (dwu mas o różnej szybkości lub przenoszącego się powietrza o teren), 2) wznoszenia się mas wzdłuż zbocza, 3) turbulencji. Prądy pionowe w wolnej atmosferze wyzwalają się przedewszystkiem na skutek ruchów turbulencyjnych.

Interesującym jest wpływ, jaki wywiera większe miasto na poziomo napływające nań masy powietrza. Mierząc prądy zrównoważonemi balonami pilotowemi, Schüttler i Viereck (17) znaleźli, że już przy małych szybkościach wiatru obserwuje się przed miastem zwiększenie tarcia mas powietrza o kompleksy zabudowań, co daje z kolei zmniejszenie szybkości poziomej tych mas i powstanie prądu wstępującego. Powietrze napływające na miasto opływa je na małych wysokościach (100—200 *m*) bokami, ale większa jego część raczej wznosi się i w postaci prądu wstępującego przechodzi nad miastem. Na zawietrznej stronie miasta obserwuje się zwiększenie szybkości poziomej i prądy opadające. Schüttler i Viereck przypuszczają, że tarciowy wpływ większego miasta (Darmstadtu) może sięgać do wysokości 700 *m*. Oto kilka przykładów z obserwowanych przez nich wypadków. 21 marca 1930 r. na dowietrznej stronie miasta mierzono V_v aż +3,0 *m* na sek. Pół godziny wcześniej w tem samem miejscu było +0,6 a V_v za miastem wynosiła —1,0 *m* na sek. 7 kwietnia 1930 r. przy termiczno-dynamicznej konwekcji, na dowietrznej stronie miasta, na wysokości około 700 *m*. V_v wynosiła +1,9 *m* na sek. Nad samem miastem pojawił się wymienny prąd opadający o sile —1,0 *m* na sek. Szybkości poziome nie przenosiły 3—4 *m* na sek.

Schüttler i Viereck zaliczają również do konwekcji termiczno-dynamicznej fale, tworzące się w warstwie tarciowej dwu mas powietrza płynących z różnemi szybkościami. 2 kwietnia 1930 r. obserwowali oni taką falę na wys. 1500 *m*, na granicy warstwy pyłu. Długość fali wynosiła około 2200 *m*, amplituda około 120 *m*. 3 kwietnia 1930 r. obserwowano znowu fale na wys. 700 *m*, w warstwie inwersyjnej, pod którą utworzył się *Stcu*. Podobne fale inwersyjne obserwował i Lange (16). 18 sierpnia 1930 r., na wys. od 300 do 600 *m* nad Wasserkuppe zalegała silna inwersja. Kilka balonów wypuszczonych z samolotu tuż pod lub nad inwersją, wykazało bardzo wyraźne fale inwersyjne. Długość ich wynosiła od 3,5 do 4,5 *km*, amplituda od 110 do 190 *m*. Maksymalne V_v na stokach fal wynosiły +1,0 i —0,8 *m* na sek. Szybkości poziome nie przenosiły 7 *m* na sek. Vogel i Lorenz (18) opisują analogiczne, bardzo wyraźne fale, obserwowane 8 lipca 1930 r. nad inwersją, na wys. około 300 *m* nad terenem. Długość fal wynosiła 2200 *m*, V_v na stokach, średnio około +0,5 i —0,5 *m* na sek.

Analizując zachowanie się zrównoważonych balonów pilotowych Lange (16) doszedł do przekonania, że zburzenie chwiejnej równowagi powietrza może nastąpić nietylko przez 1) silne nagrzanie ziemi, ale również przez to, że 2) powietrze napływające na przeszkodę wznosi się wzdłuż pochyłości stoku i staje się wskutek tego po pewnym czasie lżejsze od powietrza otaczającego, oraz przez 3) boczny dopływ powietrza z doliny lub obszaru, gdzie jest małe tarcie o ziemię. Wyzwalanie się prądów wstępujących przy napływaniu powietrza na przeszkodę, obserwował również Hirth (2) w lotach szybowcowych na *W* stoku Wasserkuppe i na *S* stoku Galgenberg (Grunau). Powietrze zmuszone do napływania na stok, po osiągnięciu szczytowej linji grzbietu wznosiło się dalej w górę. Przy bardzo słabym wietrze, a więc wtedy, gdy nie mogło być mowy o prądach terenowych, obserwował Hirth nad linją grzbietu V_v do +2,0 *m* na sek. Georgii (29) opisuje podobne wyzwolenie się prądów wstępujących przez teren. 30 lipca 1929 r. przed nawietrzną stroną Wasserkuppe powstały naprzód małe *Frcu*. Po 15 minutach drobne *Frcu* rozwinęły się w *Cu* a nawet częściowo w *Cunb*, przemieszczając się przytem w kierunku poziomym o 10 *km*.

Istnieje wreszcie grupa prądów pionowych powstających na znaczniejszych wysokościach, powyżej przyziemnej strefy zaburzeń sięgającej do 1000—1500 *m* („Die Brandungszone" Georgii'ego). Peppler (23), który obserwował te prądy zapomocą balonu na uwięzi, stwierdza, że poza strefą przyziemną główna warstwa niepokoju pionowego atmosfery leży na wys. 2000—2400 *m*, a więc w poziomie *Stcu*. Grubość tej warstwy może wynosić do 900 *m*; najczęściej wynosi ona 400—800 *m*. Przy normalnej, dość pięknej pogodzie i przy ciszy lub nikłym wietrze, na wys. 2000—2400 *m*, można niejednokrotnie obserwować prądy pionowe dochodzące do 4—6 a nawet 10 *m* na sek., trwające 10—20 sek. Czasem, okres trwania takich prądów wynosi aż 2 minuty. Jeżeli przyjmiemy, że balon na uwięzi nie zmienia zbytnio swego położenia w atmosferze, to owe turbulencyjne prądy pionowe przepływające przezeń mogłyby mieć miąższość od 50 do 120 *m*, a w wyjątkowych wypadkach do 600 *m*. Byłyby to więc już prawdziwe kominy.

Warstwy, w których zachodzi w atmosferze silna turbulencja, a przez to wyzwalanie się prądów pionowych, nie stoją w związku z płaszczami chmur. Są one raczej związane z inwersjami. Zwłaszcza bezpośrednio pod silnemi inwersjami można prawie zawsze obserwować silną turbulencję. Między obłokami a silniejszemi prądami w wolnej atmosferze zachodzi tylko pośredni związek; mianowicie chmury *Stcu*, *Frcu*, *Frst* występują często w warstwach o silnej turbulencji.

We wszystkich wymienionych wyżej odmianach prądów pionowych pochodzenia dynamicznego, jedynie fale inwersyjne i tarciowe wykazują czasem nikłe wartości szybkości pionowych. Ale i te szybkości (do +0,5 a nawet do +1,0 *m* na sek.), są dla lotów szybowcowych nie do pogardzenia, gdyż mogą wystarczyć do utrzymania się szybowca przez długi nawet czas, na jednym poziomie.

5. T. zw. elementy turbulencyjne przy termice.

Celem jasnego zobrazowania sobie prądów pionowych, trzeba z obserwowanych w atmosferze ruchów powietrza oddzielić ruchy pionowe od poziomego przemieszczania się i te pierwsze studjować oddzielnie, tak zupełnie, jakgdyby w atmosferze panowała w kierunku poziomym absolutna cisza.

W ten sposób studjowali drogi zrównoważonych balonów pilotowych Vogel i Lorenz (18). Interesującą jest przytem metoda jaką wymienieni badacze doszli do pojęcia t. zw. elementów turbulencyjnych. Przypuśćmy, że balon w przeciągu 1 min. 15 sek. wykonał drogę poziomą 500 *m*. Obserwacje czynione były przytem np. co 15 sek. Średnio w przeciągu 15 sek., balon przemieszczał się więc o 100 *m*. Wstawiwszy na rysunku przedstawiającym w przekroju pionowym drogę balonu, przy każdym punkcie obserwacyjnym wektor odpowiadający V_h = =100 *m* na 15 sek. i przedstawiając faktycznie obserwowane odcinki drogi balonu również w postaci wektorów, znajdziemy wektor wypadkowy. Wektor ten nie jest geometryczną składową pionową i może mieć kierunek różny od pionowego. Łącząc te wektory kolejno w ich punktach końcowych, dostajemy to, co Vogel i Lorenz nazywają „elementem turbulencyjnym".

Elementy turbulencyjne przedstawiają się naogół w postaci prawoskrętnych wirów. Wynikałoby z tego, że powietrze wznoszące się czy opadające ma ruch śrubowy,

że poprostu jakby wkręca się w górę czy też w dół, w kierunku wskazówek zegara. Vogel i Lorenz obserwowali szereg takich wirów. Nad miastem np. mierzono mały wir o średnicy tylko 40 *m*. Na zawietrznej stronie miasta obserwowano wiry tylne. Przy małej trąbie powietrznej będącą pewną formą pionowej wymiany termicznej, średnica wiru wynosiła około 170 *m*, wysokość 160 *m*. Nad ogrzanym obszarem większego dworca kolejowego wir posiadał średnicę aż 320 *m*. Naogół pionowa grubość termicznych prądów wstępujących wahała się według tych obserwacyj od 220 do 440 *m*, ich średnica od 260 do 330 *m*. Przy falach inwersyjnych grubość warstwy, w której zachodzą prądy pionowe wynosiła 75 *m*.

Ten sposób studjowania prądów pionowych nie zdaje się jednak być pewnym, gdyż eliminowanie prądów pionowych z obserwowanych ruchów powietrza jest tu dość sztuczne. Może on jednak dać wyobrażenie o sposobie zachowania się małej masy powietrza.

Podobne wiry obserwowali Schüttler i Viereck (17). W jednym wypadku przy zupełnie bezwietrznym dniu cumulusowym, zrównoważony balon opisał wyraźnie spiralny wir o zmniejszającym się ku górze promieniu. W samym środku tego wiru istniał silny ($V_v = -3{,}0$ *m* na sek.) prąd opadający. Był to prąd kompensacyjny. Całe zjawisko przedstawiało się w postaci jakby słabej trąby powietrznej. Środek trąby miał średnicę około 300 *m*, średnica zewnętrznych krańców wiru wynosiła 600 *m*.

Wspomniani autorzy sądzą, że normalnie, przy większych nieco szybkościach wiatru, zachodząca w atmosferze wymiana mas przedstawia się w postaci przemieszczających się wirów o poziomej, nachylonej do poziomu, lub pionowej osi.

6. Ogniska prądów wstępujących.

Ogniskiem (niemieckie „Auslösungsstelle") można nazwać miejsce, w którem powstaje pierwsze pobudzenie większej masy powietrza do ruchu pionowego. Ognisko nie musi się znajdować przy powierzchni ziemi. Znane są liczne przykłady ognisk w wolnej atmosferze. Wegener (6) podaje piękny przykład istnienia typowych *Cu* na pełnym oceanie, w obszarze pasatowym *N* Atlantyku, na wys. 600 *m*. Liczne wypadki występowania *Cu* na pełnem morzu, gdzie amplituda dobowa temperatury wody nie przenosi 2°0, gdzie niema więc mowy o lokalnem nagrzewaniu się powierzchni wody, świadczą że prądy wstępujące mogą bardzo często rozpoczynać się na znaczniejszych wysokościach.

Höhndorf (34) sądzi że kominy biorące swój początek z ognisk w wolnej atmosferze są węższe, niższe i mają mniejsze szybkości pionowe aniżeli kominy rodzące się przy powierzchni ziemi. Są one też prawdopodobnie stosunkowo rzadkiem zjawiskiem. Lange (16) wskazuje jednak wyraźnie na możność istnienia silnych prądów wstępujących, biorących swój początek w wolnej atmosferze: Pisze on: „...nad prądami wstępującemi powstaje *Cu*, którego energja kondensacji wzmacnia przez ssanie rozpoczynający się ruch. Zburzenia równowagi pionowej powietrza nieprowadzące do kondensacji, mogą powodować w chwiejnie warstwowanej atmosferze niezbyt wielkie tylko szybkości pionowe; poza impulsem powstawania nie wpływają bowiem w tym wypadku żadne godne wzmianki siły, gdyż przy suchym, adiabatycznym spadku temperatury, nie ma różnic w temperaturze. Uwolniona przy kondensacji energja, może rodzić wyższe szybkości pionowe niż wymuszony i termiczny wpływ ziemi".

Do miejsca, w którem rodzą się ruchy wstępujące, zachodzi zbieżność prądów poziomych. Na miejsce wznoszącego się powietrza przychodzą w drodze wymiany nowe masy. W niższych warstwach atmosfery istniałaby więc między chłodnemi a ogrzanemi obszarami słaba cyrkulacja pozioma.

Ognisko może znajdować się stale w jednem miejscu lub też wędruje ponad ciepłym obszarem. Nagrzany obszar działa jako rezerwoar, z którego wychodzą ku górze coraz to nowe masy powietrza. Na przodzie poruszającego się ogniska mamy zmniejszenie szybkości wiatru, na tyle zwiększenie. Jest to wynikiem dodawania się własnej, dośrodkowej cyrkulacji cyklonalnej, jaką wytwarza ciepłe ognisko, do szybkości przemieszczania się. Trzeba przy tej sposobności zaznaczyć, że analogiczną cyrkulację własną, ale już odśrodkową, antycyklonalną, wytwarzają przemieszczające się w atmosferze małe pola względnie niskich temperatur. Zjawisko to można łatwo obserwować przy przechodzeniu cienia rzucanego przez *Cu*. Przy nachodzeniu cienia na obserwatora notuje się naprzód nagły poryw wiatru, a następnie uspokojenie. Wskutek własnej cyrkulacji antycyklonalnej cienia, na początku jego mamy zwiększenie szybkości przemieszczania się. Na końcu cienia obserwuje się zmalenie szybkości wiatru, tam bowiem szybkość przemieszczania się i składowa antycyklonalna są przeciwnie skierowane. Niema przytem mowy o wpływie obłoku, gdyż opisane zjawisko, zachodzi i wtedy, gdy *Cu* nadciąga od strony słońca, a więc gdy cień osiąga obserwatora prędzej niż obłok.

Bardzo ważnem jest pytanie czy i w jakim stopniu podłoże terenu predysponuje powstanie ogniska. Naogół panuje przekonanie, że obszary piaszczyste, kamieniste, obszary miast i t. p., powinne być stałemi, dobremi ogniskami, gdyż ogrzewają się bardzo znacznie. Erdbrügger i Steinhoff (35) mierząc temperatury w lotach szybowcowych nad małym obszarem (wys. 500—1000 *m*) znaleźli, że termiczne prądy wstępujące mogą być w krańcowych wypadkach o 1°3 a nawet 2°0 cieplejsze od prądów opadających. Jednocześnie przeprowadzone obserwacje temperatury na ziemi, wykazały zgodność z rozkładem temperatur na znaczniejszych wysokościach. Wyższe temperatury przy ziemi zgadzały się przytem z obszarami silnie nagrzewającemi się, a więc piaskami, nagiemi polami, zabudowaniami i t. d. Pola niskich i wysokich temperatur w wolnej atmosferze były jednakże tak bezładnie rozrzucone, że trudno przypuścić, by był to jedynie wpływ przemieszczania się tych pól na skutek wiatru.

Fuchs (31) i Gregg (5) twierdzą kategorycznie, że nie można mówić o powstawaniu prądów wstępujących nad obszarami ogrzanemi, bez uwzględnienia stanu wilgotności podłoża. Konwekcja termiczna musi bowiem być nikła a nawet całkiem zniesiona tam, gdzie wody gruntowej jest więcej i gdzie woda ta jest bliżej powierzchni gruntu. Wilgotna ziemia absorbuje bowiem znacznie ciepło dostarczane jej przez promieniowanie. Dwa loty Fuchsa nad Berlinem wykazały, że w dniu, w którym poza obszarem miasta istniały znaczne nawet prądy wstępujące, nad samem miastem istniały stale słabe prądy opadające. Między sporym, leśnym obszarem Zoo a kompleksami zabudowań miasta, nie było żadnej różnicy. Fuchs próbuje tłumaczyć ten fakt wysokim poziomem (4—2 *m* pod powierzchnią ziemi) wody gruntowej na obszarze Berlina i niskim poziomem (głębokość do 12 *m*) tej wody za miastem. Podobnie tłumaczy on stosunki obserwowane w wielu lotach nad Darmstadtem. Naturalnie, że przy chwiejnej wilgotnej równowadze powietrza niema związku między wodą gruntową a konwekcją.

Ogniska nie powstają więc prawdopodobnie w miejscach gdzie mamy bezwzględnie wysokie temperatury, ale w obszarach gdzie zachodzą silne kontrasty temperatur. Jest to bardzo ważny wniosek, stwierdzony w wielu obserwacjach. Najwyższe szybkości prądów wstępujących mierzone przez Kocha (20) pojawiały się w przejściu z nad lasu na łąkę ($V_v = +4{,}7$ *m* na sek.). Maletzke (35) w jednym z swoich lotów doświadczalnych, dostał się nagle na wys. 350 *m* nad ziemią w prąd wstępujący

o sile $+6,0\,m$ na sek. Było to nad przesiekiem szerokości 80 *m*, biegnącym przez mały sosnowy las. Szczegółowo zbadany przez niego komin pojawiający się stale w SE części lotniska w Griesheim (Darmstadt), ma również ognisko w przejściu z lotniska w otaczający je las (ryc. 3, 4 i 5).

W ciągu dnia, zależnie od kąta padania promieni słonecznych na podłoże, jedne ogniska gasną, a inne rodzą się. Stworzenie kartograficznego obrazu ognisk na jakimś małym nawet obszarze, byłoby niezmiernie trudne. Istnienie większości ognisk jest bowiem zależne nietylko od wilgotności gruntu i kąta padania promieni, ale ponadto od kierunku i siły wiatru, zachmurzenia i zapewne szeregu innych jeszcze czynników.

Są jednakże ogniska, z których wychodzą stale prądy wstępujące. Znane jest mnóstwo przykładów pojawiania się *Cu* o jednej i tej samej porze dnia, w tem samem miejscu. Przy pięknej, letniej pogodzie, można stale obserwować nad Lwowem miejski *Cu*. Już wczesnym rankiem, gdy na horyzoncie niema jeszcze jednej chmurki, nad miastem ukazują się pierwsze strzępy *Cu*. Unoszą się one z wiatrem i szybko giną, ale na ich miejsce powstają już nowe, by dalej powędrować. Dzieje się to na 2—3 godziny przed powstawaniem obłoków poza miastem. Około południa mamy nad miastem jeden lub kilka potężnych *Cu*, przewyższających znacznie osobniki sąsiednie. Łatwo wytłumaczyć ten miejski *Cu* intensywnem wysyłaniem w górę powietrza, ogrzanego przez leżące w kotlinie, niewentylowane centrum, Lwowa. Drugiem, prawie stałem ogniskiem jest we Lwowie obszar głównego dworca kolejowego. Na szybowisku w Bezmiechowej, w godzinach rannych powstają zawsze *Cu* nad wsią Bezmiechowa Dolna. Bardzo interesujące przykłady stałych ognisk można obserwować pod Stanisławowem, gdzie nad stromo opadającą ku S, częściowo skalistą krawędzią płyty podolskiej, tworzy się przy bezchmurnem gdzieindziej niebie, regularny wieniec *Cu*. Podobne wieńce widzi się nad krawędziami jaru dniestrowego. Koch (20) wspomina o stale pojawiającym się *Cu*, nieco na S od Darmstadtu.

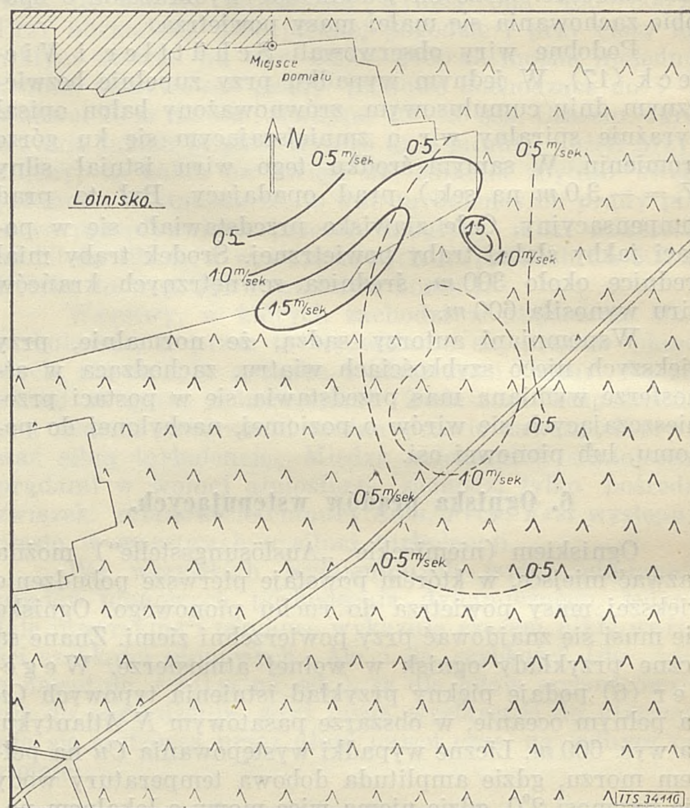
Letzmann (39) obserwował przykład stałego ogniska w wypadku burzy letniej. Olbrzymi, do 7—8 *km* wypiętrzony *Cunb*, to rosnąc naprzemian to opadając i rozwiewając się, przesuwał się wolno w jednym kierunku. Nowe masy obłoków wytryskiwały jednak ciągle z jednego tylko miejsca terenu; co ciekawsze, miejsce to znajdowało się pod kompleksem burzy a więc nie było usłonecznione. Fuchs (31) wydzielił na podstawie lotów szybowcowych wiele stałych ognisk w bezpośredniej okolicy Darmstadtu.

Przykłady te wykazują, że są pewne obszary będące stałemi ogniskami prądów wstępujących.

7. Kominy i studnie.

Pola prądów wstępujących pojawiają się w atmosferze w postaci stosunkowo rzadkich, porozrzucanych w przestrzeni, wąskich szybów, w których ciepłe masy powietrza wznoszą się szybko w górę. Według rysunków podanych przez Fuchsa, odległość między kominami może być dziesięciokrotnie większa aniżeli średnica tych kominów. Nawet przy największym rozwoju typowej termiki cumulusowej, pola w których niema żadnych ruchów pionowych albo w których istnieją prądy opadające, mają o wiele większe rozprzestrzenienie aniżeli pola prądów wstępujących.

Konsekwencją tego jest oddawna znany fakt nikłych szybkości pionowych w studniach. Masy powietrza wydźwignięte kominami w górę, rozkładają się bowiem przy opadaniu na duże obszary. Doniedawna jeszcze sądzono, że nikłe wartości prądów opadających obserwowanych w lotach szybowcowych przy termice, są wynikiem tego, że piloci unikają starannie pól opadających i natychmiast po wykazaniu przez wariometr opadania, wylatują z zasięgu studni. Tak jednak nie jest. Fuchs (31) latał w celach czysto poszukiwawczych i utrzymywał się możliwie długo nietylko w kominach, ale też i w studniach. W locie z 12 maja 1930., średnie V_v w trzech kominach wynosiły $+2,1$, $+2,0$ i $+1,8\,m$ na sek., a średnie V_v w między temi kominami leżących studniach wynosiły $-0,4$, $-0,3$, $-0,1$ i $-0,7\,m$ na sek. Łącznie w kominach przebywał on przytem 23 minut, w studniach 60 minut. W locie z 24 kwietnia 1931 r. Riedl obserwował w kominach średnie V_v $+1,7$, $+1,8$ $+1,6$ i $+1,6\,m$ na sek. a w studniach $-0,4$, $-0,8$ i $-0,4\,m$ na sek. W kominach latał on łącznie przez 28 minut, w studniach 45 minut. Również Gregg (5) stwierdza, że opadające masy występują na daleko większych obszarach, aniżeli prądy wstępujące.



Ryc. 3.

Podziałka: 0 km 1 2

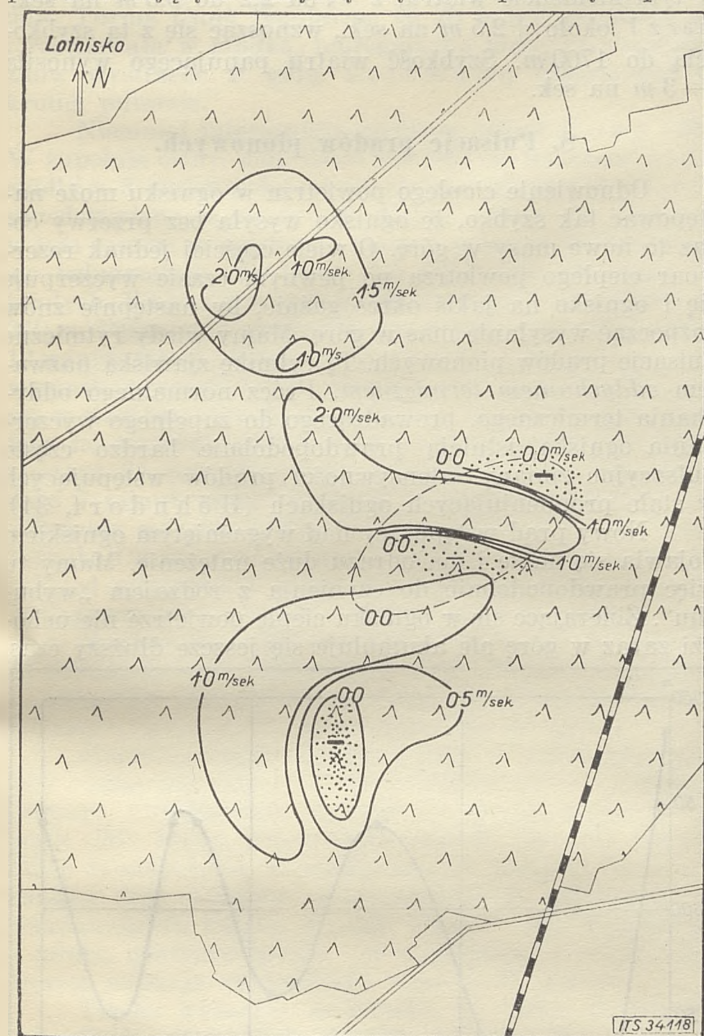
Kształt kominów termicznych na wys. 500—700 m. Linje równych szybkości pionowych prądów wstępujących w m na sek. (według Maletzke'go). 19. IV. 1932, 12 h 30—12 h 53. Izarytmy kreskowane odnoszące się do pierwszych 17 min. pomiaru, wykazują zanikanie starego kominu. Izarytmy pełne wykazują powstanie nowego kominu.

Średnica kominu zależy prawdopodobnie od wielkości ogniska, z którego komin powstał. Być może jednak, że powietrze ogrzane zbiera się nad kominem w płytkiej warstwie i uchodzi w górę bardzo wąskim tylko przewodem, by następnie rozszerzyć się w rodzaj pęcherza (Hirth, 2). Naogół mamy dwa rodzaje kominów: dość szerokie i bardzo wąskie. W Bezmiechowej (14) obserwuje się najczęściej szerokie kominy o średnicy 500—1000 *m*. Są tam jednak i kominy o średnicy 1500—2000 *m*. Stadja jednego kominu mierzonego przez Maletzke'go (35) miały średnicę około 800—1000 *m* (ryc. 3, 4 i 5). Zgadzałoby się to z mojemi wynikami dla Bezmiechowej.

Dobre wskazówki dałyby tu pomiary średnic *Cu*. Poszukiwania takie nie były jednak dotychczas czynione systematycznie. Z wzlotów Kocha (20) wynikałoby, że pogodowy *Cu* ma do 1500 *m* średnicy.

Zachodzą czasem wypadki, w których obserwuje się nieprzerwane prądy wstępujące nad bardzo dużemi obszarami. W środku ryc. 4 mamy naodwrót przykład bardzo wąskiego ale silnego kominu; szerokość prądu wstępującego o sile +2,0 *m* na sek. wynosi tylko 250 *m*. Z lotów na 13-tych Zawodach Szybowcowych w Rhön (1932), Hirth (2) wylicza średnicę kominów na 110—250 *m*. Byłby to więc ów drugi rodzaj kominów, bardzo wąskich. Na znaczniejszych wysokościach kominy, na skutek pęcznienia, miałyby już średnicę do 300 a nawet 500 *m*. Wartości podane przez Hirtha są zapewne zamałe, gdyż wyliczył on je z czasu krążenia szybowca (t. zw. spirali) w zasięgu prądów wstępujących, a trzeba uwzględnić, że latający pilot wyszukuje przedewszystkiem jądro komina i nie oddala się od brzegów, gdzie szybkości wznoszenia są mniejsze.

O kształtach kominów można sądzić z ryc. 3, 4 i 5, przedstawiających izarytmy szybkości pionowych powietrza. Ryciny te są reprodukcjami z jedynych, o tem zagadnieniu opublikowanych wyników R. R. G. (Maletzke, 35). Pomiary czynione były zapomocą szybowca a miały na celu dokładne zbadanie komina, stale pojawiającego się w SE części lotniska Griesheim (Darmstadt). Ryciny przedstawiają komin z dnia 19 kwietnia 1932 r., w czasie od $12^h 30'$ do $13^h 37'$. Lot cały trwał 67 minut i odbywał się na wysokości 500—700 *m*. Ryc. 3 jest wynikiem obserwacyj z pierwszych 23 minut, ryc. 4 z następnych 17 minut, a ryc. 5 z końcowych 27 minut lotu. Kreskowane linje ryc. 3 odnoszą się do pierwszych 17 minut tej części lotu, pełne linje do pozostałych 6 minut.



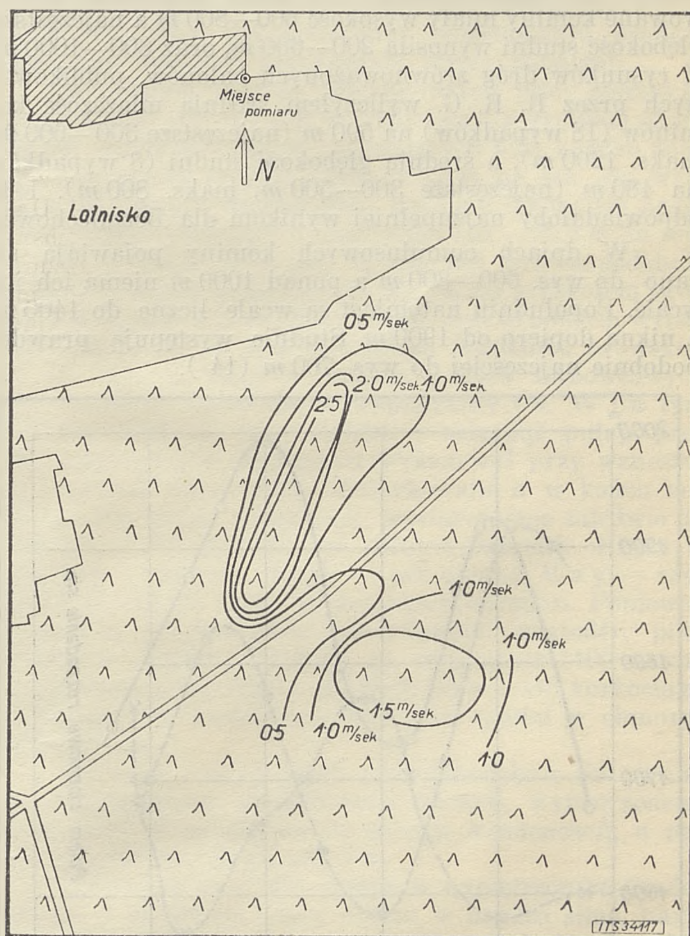
Ryc. 4.

Podziałka: 0 km — 1 — 2

19. IV. 1932, 12 h 53—13 h 10. Dalszy ciąg ryc. 3. Rozwój, przemieszczanie się i zanikanie kominu przedstawionego na ryc. 3.

Z początku pomiaru (ryc. 3, linje kreskowane), nad lasem pozostały tylko resztki nikłych prądów wstępujących kończącego się kominu. Później jednak (ryc. 3, linje pełne) powstał nad granicą lotniska i lasu wąski, silny komin. Kolisty obszar zamknięty izarytmą +1,5 *m* na sek. u góry ryc. 4, oraz wydłużony obszar zamknięty izarytmą +2,0 *m* na sek., w środku tej ryc. wykazują, że komin przeniósł się z północnym wiatrem i wzrósł na sile. Jeszcze później, tak jak to wskazuje kreskowana linja 0,0 *m* na sek. ryc. 4, mieliśmy na miejscu, gdzie poprzednio mierzono V_v+2,0 *m* na sek., słabe tylko prądy wstępujące. Dolna część ryc. 4 wykazuje, że komin przesunął się głęboko w las i zamarł. W trzeciej części lotu (ryc. 5) obserwowano powstanie nowego silnego kominu, który podobnie jak i jego poprzednik, posuwał się z wiatrem ku S. Nad lotniskiem nie notowano w czasie lotu żadnych znaczniejszych prądów wstępujących.

Z rycin tych widać, jak bardzo urozmaicone kształty mogą przybierać kominy. Przekroje nie były przytem wydłużone w kierunku panującego w czasie pomiaru wiatru N; kierunek wiatru nie odgrywa więc prawdopodobnie w kształcie kominów większej roli.



Ryc. 5.

Podziałka: 0 km — 1 — 2

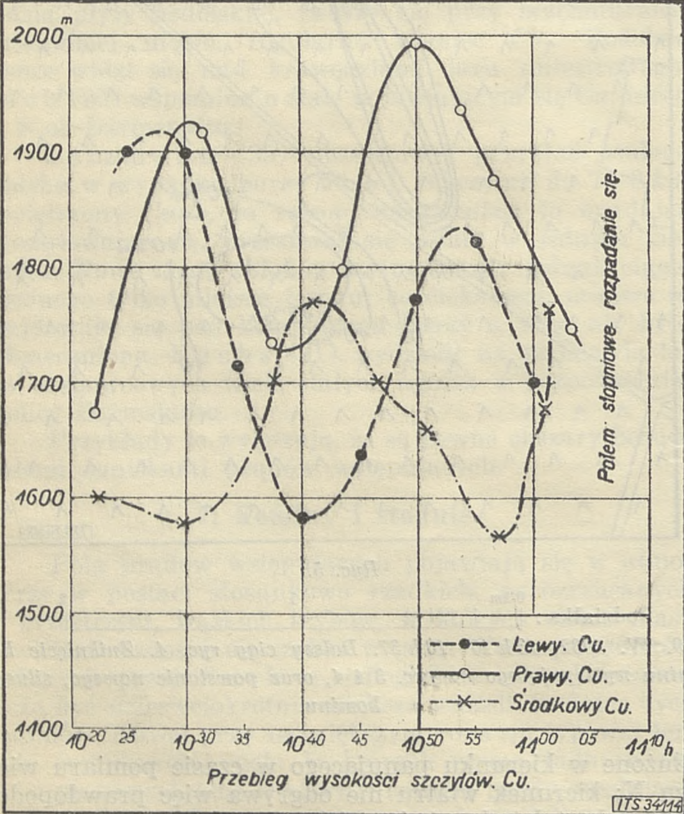
19. IV. 1932, 13 h 10—13 h 37. Dalszy ciąg ryc. 4. Zniknięcie kominu występującego na ryc. 3 i 4, oraz powstanie nowego, silnego kominu.

Nie należy jednak sądzić, że wiatr nie ma wogóle żadnego wpływu na kominy. Już z ryc. 3, 4 i 5 widać, że wiatr nachyla początkowo komin, a potem niesie je z sobą. Przy wietrze silniejszym aniżeli 7 *m* na sek. kominy rwą się i przetwarzają w pojedyncze odcinki prądów wstępujących (14). Łączność kominów z ogniskiem, z którego komin promieniuje istnieje tylko przy szybkościach wiatru niższych aniżeli 6 *m* na sek. (31).

Miąższość kominów i studni powinna zależeć od grubości warstwy o chwiejnej równowadze termicznej powietrza. Sześć barogramów z najbardziej udanych lotów szybowcowych czołowych pilotów niemieckich wykazuje, że przy *Cu* grubość pionowa prądów wstępujących wynosi średnio 1350 *m*. Najwyższy komin wynosił 1600 *m*. Cztery barogramy z lotów przed *Cunb* wskazują na średnią grubość prądów wznoszących około 2000 *m* (maksymalna 2200 *m*). Jeżeli przy *Cunb* pułap prądów wstępujących nie jest napewno w lotach szybowcowych nigdy osiągany, gdyż loty odbywają się nie w obłoku ale przed nim, to średnia miąższość prądów wstępujących 1350 *m* przy *Cu*, jest napewno za wysoką i tłumaczy się tem, że loty odbywały się częściowo w rozrosłych *Cu-congestus*, a pozatem, usilnem wyszukiwaniem prądów wstępujących przez pilotów i przenoszeniem się z niższego komina w wyższy.

Z lotów doświadczalnych Fuchsa (31) wynika, że miąższość kominów przy pogodowych *Cu* wynosi 600 *m*. Zgadzałoby się to z wynikami otrzymanemi przezemnie dla Bezmiechowej (14), gdzie najczęściej obserwowane kominy miały wysokość 600—800 *m* a najczęstsza głębokość studni wynosiła 200—600 *m*, oraz 800—1000 *m*. Z rysunków dróg zrównoważonych balonów, publikowanych przez R. R. G. wyliczyłem średnią miąższość kominów (18 wypadków) na 590 *m* (najczęstsze 300—600 *m*, maks. 1200 *m*), a średnią głębokość studni (8 wypadków na 480 *m* (najczęstsze 300—500 *m*, maks. 800 *m*). I to odpowiadałoby najzupełniej wynikom dla Bezmiechowej.

W dniach cumulusowych kominy pojawiają się rano do wys. 600—800 *m* a ponad 1000 *m* niema ich już wcale. Popołudniu natomiast są wcale liczne do 1400 *m*, a nikną dopiero od 1900 *m*. Studnie występują prawdopodobnie najczęściej do wys. 700 *m* (14).



Ryc. 6.

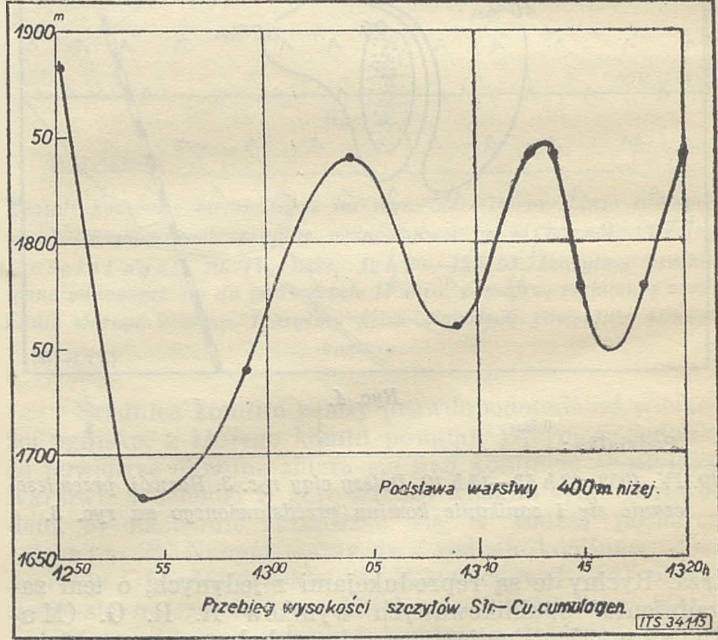
Perjodyczne zmiany wysokości szczytów trzech sąsiednich Cu, wskutek pulsacji własnej tych obłoków (według Koppa).

Trzeba tu wspomnieć jeszcze o ciekawem zjawisku poziomego ściągania mas powietrza z bardzo dalekich nawet odległości, przez kominy, względnie *Cu*. Mówi się popularnie że *Cu* „ssie" w kierunku pionowym; ale *Cu* może też „ssać" w kierunku poziomym. Fuchs (31) opisuje następujący wypadek. W jednym z lotów doświadczalnych czekał on na nadciągnięcie *Cu*. I oto gdy szybowiec znajdował się w odległości 2 *km* od obłoku i w skośnym kierunku przed czołem *Cu*, na wys. 200 *m* nad ziemią pojawił się nagle silny prąd wstępujący, w którym pilot bez najmniejszych trudności wzniósł się na 1200 *m* i dopędził obłok. *Cu* „ssał" w tym wypadku masy powietrza z odległości 2 *km* i to w kierunku prostopadłym a nawet przeciwnym do kierunku przemieszczania się obłoku. Szybkość wiatru przy ziemi wynosiła 2—5 *m* na sek. Identyczny wypadek obserwowali Vogel i Lorenz (18). W jednym z obszarów leśnych okolicy Darmstadtu jest łąka, nad którą powstaje stale lokalny *Cu*. Wypuszczony w odległości 2 *km* od łąki, na wys. 700 *m*, zrównoważony balon, został wessany przez ów *Cu*. Balon poruszał się prostopadle do kierunku panującego w tym momencie wiatru, z V_h od 2,2 do 3,5 *m* na sek., oraz z V_v około +2,5 *m* na sek., wznosząc się z tą szybkością do 1700 *m*. Szybkość wiatru panującego wynosiła 2—3 *m* na sek.

8. Pulsacje prądów pionowych.

Odnowienie ciepłego powietrza w ognisku może następować tak szybko, że ognisko wysyła bez przerwy coraz to nowe masy w górę. O wiele częściej jednak rezerwoar ciepłego powietrza po pewnym czasie wyczerpuje się i ognisko na jakiś okres gaśnie, by następnie znów rozpocząć wysyłanie mas w górę. Mamy wtedy rytmiczne pulsacje prądów pionowych. Tę rytmikę zjawiska nazwałem *oddychaniem termicznem*. Prócz normalnego oddychania termicznego, prowadzącego do zupełnego wyczerpania ogniska, istnieją prawdopodobnie bardzo często pulsacyjne zmiany intensywności prądów wstępujących w stale promieniujących ogniskach (Höhndorf, 34).

Nowy prąd wstępujący nad wygaśniętym ogniskiem pojawia się nagle i ma odrazu duże natężenie. Mamy tu więc prawdopodobnie do czynienia z rodzajem „wybuchu". Zbierające się w ognisku ciepłe powietrze nie uchodzi zaraz w górę ale akumuluje się jeszcze dłuższy czas,



Ryc. 7.

Perjodyczne zmiany wysokości szczytów warstwy St cu, powstałych z połączenia się typowych Cu. Pulsacje obłoków St cu mają krótszy okres aniżeli uwidaczniające się na ryc. 6, pulsacje Cu (według Koppa).

by wyzwolić się następnie nagle, na skutek jakiegokolwiek impulsu. Przyczyną pulsacyj prądów wstępujących jest

prawdopodobnie to, że napływające z boków do ogniska nowe powietrze zanim zdolne będzie wznieść się w górę, musi mieć pewien czas do ogrzania się.

Mierzone przez rozmaitych badaczy okresy pulsacyj są dość różne. Bardzo interesujący przykład oddychania termicznego w wypadku *Cunb* opisuje L e t z m a n n (39). Przy bezchmurnem naogół niebie obserwował on koło Trikaten (Łotwa) latem, piękną, izolowaną jednostkę burzową, znajdującą się na horyzoncie. Z szerokiego na 10 *km*, a sięgającego do wys. 2—3 *km* nad ziemią kompleksu złożonego z mas wypiętrzonych *Cu*, wystrzeliwała ku górze, do wys. 7—8 *km* wieża gradowa *Cunb*. Wieża ta miała 2—3 *km* średnicy. Nad nią rozciągał się w kształcie obszernego kowadła płaszcz fałszywych *Ci*. Cały ten kompleks objęty był u podstawy cieńką, szarą warstwą *Stratus-cumuliformis*. Warstwa ta kończyła się 2—3 *km* poza obrębem właściwej burzy. Pod wieżą gradową widać było wyraźnie do $^3/_4$ *km* szeroką strugę opadów. Turma *Cunb* regularnie co 20 minut zapadała się i rozwiewała w rzadką, nieregularną mgłę, by następnie znów wystrzelić w górę. L e t z m a n n obserwował 6-krotne pulsacje.

Niemniej interesujące pomiary czynił K o p p (32). W zupełnie cichy, letni dzień mierzył on wysokość wierzchołków 3 sąsiednich, typowych osobników *Cu*. Wyniki przedstawione są na ryc. 6. Prawy i lewy *Cu* powstały w tym samym mniej więcej czasie i pulsacje ich odbywały się jednocześnie. Środkowy *Cu* miał fazę odwrotną do tamtych. Wahania wysokości wierzchołków dochodziły do 340 *m*. Pęcznienie, względnie opadanie *Cu* trwało średnio 12 minut, tak, że całkowity okres oddychania termicznego wynosił 24 minut. Około południa owe trzy *Cu* połączyły się w warstwę *Stcu-cumulogenitus*. Wysokość wierzchołków tej warstwy wykazywała również rytmiczne pulsacje (ryc. 7), przyczem okres wzrostu w górę wynosił średnio 7 minut, okres opadania 4 minuty. Cała pulsacja odbywała się więc w ciągu 11 minut. K o p p przypisuje rytmikę *Cu* nie perjodycznym prądom wstępującym idącym od powierzchni ziemi, lecz pulsacjom własnym, odbywającym się wewnątrz obłoku (patrz str. 39).

M a l e t z k e (35) mierzył w dniach cumulusowych 24-minutowy okres pulsacyjny. F u c h s (31) wspomina o okresie 10—20 oraz 15—30 minutowym. Najczęściej cytowanym okresem jest więc okres 20—24 minut.

Prawdopodobnie istnieje także w pulsacjach prądów pionowych okres o połowę krótszy od wyżej wymienionego. 11-minutowe pulsacje *Cu* obserwowano w Japonji (39). Wyżej wspomniana rytmika *Stcu* ma również okres 11-minutowy. Z publikowanych przez R. R. G. rysunków dróg balonów zrównoważonych obliczyłem, że wznoszenie się balonu wynosi średnio (22 wypadków) 8 minut, opadanie balonu (16 wypadków) 6 minut. Całkowita pulsacja zachodziłaby więc co 14 minut.

Trzeba wyraźnie podkreślić, że tylko w połowie wszystkich cytowanych okresów, a więc tylko w 10—12 minutach, względnie 5—7 minutach, istnieją prądy wstępujące. W drugiej połowie okresów, na miejscu kominów pojawiają się prądy opadające. W tem samem miejscu po upływie 30 minut średnie szybkości pionowe w warstwie wysokiej na 500 *m*, mogą spaść z +1,1 na —0,3 *m* na sek. (14).

Obok wspomnianych perjodyczności, mamy prawdopodobnie czasem uwalnianie się prądów wstępujących w długich odstępach czasu, a mianowicie co 1—2 godzin (35). Nie jest to jednak pewnem.

9. Nagła zmienność prądów pionowych.

Oprócz dużych i łagodnie przechodzących w siebie wzajemnie pól prądów wstępujących i opadających, można obserwować też często raptowne przejścia z ruchów wznoszących na opadające. Takie gwałtowne zmiany zachodzą z miejsca na miejsce, a więc w przestrzeni, ale mogą też pojawiać się i w tem samem miejscu w krótkich, kilku lub kilkunastu sekundowych odstępach czasu. Obserwuje się je przedewszystkiem wewnątrz wypiętrzonych *Cu* i *Cunb* ale pojawiają się one też często i przy normalnej konwekcji oraz w wyższych warstwach atmosfery (patrz str. 36). Najczęstszą przyczyną tych nagłych zmian jest wyzwalanie się prądów pionowych na skutek bezładnych ruchów turbulencyjnych. Turbulencja może wprawdzie wyzwalać przy chwiejnem warstwowaniu powietrza prądy pionowe na bardzo dużych nawet obszarach, ale nie dzieje się to równomiernie. Powstaje wtedy dużo wąskich obszarów gdzie powietrze wstępuje lub opada, a przejścia z jednych ruchów do drugich są bardzo ostre.

Czasem, nagła zmienność prądów pionowych jest wywołana zapewne i tem, że gdy stykające się z sobą masy powietrza różnią się nieco temperaturami, to wysyłają one wtedy wzajemnie w siebie długie, wąskie języki. Języki te leżą na przemian jeden nad drugim. Z racji ich różnej temperatury, mogą łatwo powstać silne, choć krótkotrwałe prądy pionowe. Temu wzajemnemu zazębianiu się różnych termicznie mas powietrza, przypisuje P e p p l e r (23) duże znaczenie przy powstawaniu prądów pionowych powyżej przyziemnej strefy zaburzeń.

W jednym z lotów szybowcowych pilot niemiecki B e d a u (29) dostał się w wypiętrzony *Cu* grubości około 1400 *m*. Szybkość prądów wstępujących była bardzo znaczna i wynosiła średnio około +6,5 *m* na sek. Na wys. 200 *m* od szczytu wierzchołka, B e d a u dostał się nagle w silny prąd opadający o niebywałej sile —26,6 *m* na sek. i opadł o 700 *m*. Wartość ta nie jest prawdopodobnie szybkością prądu zstępującego, ale raczej szybkością opadania szybowca w t. zw. korkociągu. Jest to bowiem wypadek analogiczny do wypadku pilota Aeroklubu lwowskiego, W. M a y a, który w jednym z lotów szybowcowych 25 lipca 1933, dostał się w wypiętrzony *Cu*. W *Cu* tym M a y wzniósł się wys. 1900 *m* i osiągnął pułap prądów wstępujących. Barogram wykazywał przy wznoszeniu naprzód silne, potem umiarkowane a w końcu zupełnie nikłe prądy wstępujące, wystarczające zaledwie do utrzymania się szybowca na jednym poziomie. Prądy te były stałe i spokojne. Nagle — jak opisuje M a y — szybowiec dostał się jakby w straszliwy huragan. Ponieważ wskazania instrumentów pokładowych zawiodły, pilot dopiero po wyjściu z obłoku, na wys. około 1400 *m* zorjentował się, że szybowiec znajduje się w t. zw. korkociągu na plecach. W korkociągu tym pilot opadał w chmurze około 500 *m*.

B e d a u i M a y mieli prawdopodobnie do czynienia z niezmiernie gwałtownemi wirami, wytworzonemi przez nagle wyzwalającą się energję kondensacji, u pułapu prądów wstępujących *Cu*.

G r o e n h o f f (29) w locie w wypiętrzonym *Cu* dostał się w przedniej części obłoku w bardzo silne, nagle zmieniające się prądy pionowe. W przeciągu niespełna 2 minut szybowiec został trzykrotnie wyrzucony z ogromną siłą w górę, a następnie strącony ku dołowi. Obserwowane kolejno, w kilkusekundowych odstępach czasu szybkości pionowe, były następujące:

+2,4	— 9,0	—3,9	—2,2
+2,1	+10,6	+3,6	+7,7 *m* na sek.

Były to poprostu bardzo intensywne pionowe wiry, takie zupełnie jakie opisują piloci z lotów w burzowym *Cunb* (13). G e o r g i i opisując wspomniany lot G r o e n h o f f a, powiada: „...wewnątrz obłoku *Cu*, nawet wtedy gdy nie jest on rozwinięty w *Cunb*, zachodzą bardzo pokaźne ruchy pionowe; znajomość tych ruchów ma dla żeglugi powietrznej ogromne znaczenie, gdyż samolot i inne statki powietrzne muszą odpowiadać w podobnych krótkotrwałych, gwałtownych, porywach pionowych, dużym wymaganiom".

Nagłe zmiany prądów pionowych obserwuje się

także przy zwyczajnej, nieszkodliwej konwekcji. Z środkowych izarytm ryc. 4 widać, że na przestrzeni 100 *m* szybkości prądów pionowych zmieniły się z +2,1 na —0,4 *m* na sek. Maletzke (35) mierzył na odległości 100 *m* zmiany V_v z —0,7 na +3,0 oraz +1,5 na +6,0; na odległość 500 *m* z +3,6 na —1,5 *m* na sek. Zmiany wynosiły więc 2,5, 3,7, 4,5, i 5,1 *m* na sek. Również niektóre balony zrównoważone, jakiemi posługiwano się w R. R. G. wykazywały nagłe przejścia z pól prądów wstępujących, w pola o ruchach opadających. W jednym wypadku na przestrzeni 200 *m* V_v zmieniła się z +2,5 na —0,9, w innym z +2,8 na —1,0; w jeszcze innym na odległości 250 *m* V_v przechodziła z +2,4 na —2,8 a następnie na +0,6 *m* na sek. Różnice wynosiły więc 3,4, 3,8, 5,2 i 3,4 *m* na sek.

10. Wartości szybkości pionowych przy termice.

Dla zorjentowania się w natężeniach prądów pionowych, jakie zachodzą przy zwykłej termice, podam szereg przykładów. Dla porównania, zestawiam jednocześnie szybkości pionowe obserwowane w burzowych *Cunb*.

Ogólnie można powiedzieć, że prądy pionowe rodzące się z chwiejnej wilgotnej równowagi powietrza, a więc w obłokach, są o wiele silniejsze, aniżeli prądy powstające przy suchej chwiejnej równowadze. Wewnątrz *Cu*, a zwłaszcza *Cunb*, spotyka się daleko większe zestawień ważna jest dla burzliwej pogody i dla prądów w *Cunb* i poza niemi. Oparte na teorytycznych obliczeniach zestawienia nr. 11—14 podają fantastyczne szybkości, które są wątpliwe, chociaż nie niemożliwe; zwłaszcza przy gwałtownych szkwałach i tornadach obserwowanych w Ameryce *N*, a o jakich w naszym rejonie klimatycznym nie ma się zupełnie wyobrażenia. Gregg twierdzi, że przy występowaniu gradu, szybkości pionowe 35—45 *m* na sek. są wcale częste.

Brooks (12 i 13) przy locie przed nadciągającym *Cunb* burzy termicznej, szacował prądy wstępujące na 8—10 *m* na sek. Schmauss (4) wznosił się w *Cunb*, w wolnym balonie, 800 *m* z szybkością 10 *m* na sek. Lange (24) przy specjalnie przedsięwziętym locie poszukiwawczym, znalazł przy schodzeniu w olbrzymim, do 5,5 *km* grubym *Cunb* prądy wstępujące o sile 8—10 *m* na sek.

Najczęściej spotykane szybkości w bliskości frontu czy burzy termicznej, wynoszą więc 8—10 *m* na sek. Wewnątrz *Cunb* są one daleko większe. W lotach szybowcowych frontowych, przy *Cunb*, nie obserwuje się zbyt wielkich szybkości pionowych, gdyż loty te odbywają się w strefie prądów przed obłokiem burzowym. Już jednak w lotach przy *Cu*, odbywających się pod obłokiem i wewnątrz niego, notowano duże szybkości pionowe. Z reprodukowanych w różnych publikacjach barogra-

Tabl. III: SZYBKOŚCI PIONOWE PRĄDÓW WSTĘPUJĄCYCH I OPADAJĄCYCH.

Nr.	Charakter	*m* na sek.	Szybkości otrzymane na podstawie wzlotu:
1	Przy nieburzliwej pogodzie .	+ 5,4	samolotu (przypuszczalne)
2	„ „ „ .	+ 8,1	balonu pilotowego
3	W *Cunb* za frontem zimnym	> +25,0	samolotu (przypuszczalne)
4	Front, ewentualnie szkwał. .	+11,0	sterowca
5	W letniej burzy.	+ 5,0	latawca
6	„ „	+10,0	wolnego balonu z załogą
7	„ „	+10,0	latawca
8	„ „	— 2,7	balonu pilotowego
9	„ „	— 5,0	wolnego balonu z załogą
10	—	+ 5,4	obliczone z końc. szybk. spadania dużych kropel deszczu
11	—	+16,0	obl. z szybk. spadania 2 *cm* gradzin
12	—	+24,0	obl. z szybk. spadania 4 *cm* gradzin
13	—	+41,0	obl. z szybk. spadania 7,6 *cm* gradzin
14	Tornado	od +45,0 do +90,0	przypuszczalne *(Humphreys)*

Tabl. IV: SZYBKOŚCI PRĄDÓW WSTĘPUJĄCYCH
na podstawie barogramów lotów szybowcowych.

Nr.	Pilot	Data	Rodzaj lotu	Średnia V_v w *m* na sek.	Grubość warstwy o średniej V_v w *m.*	Czas przebywania szybowca w warstwie o średn. V_v w *minutach*
1	Groenhoff	4. V. 1931	frontowy, pod i w *Cunb* (przelot 273 *km*)	6,6	1000	3
2	„	25. VII. 1931	frontowy	3,4	1700	13
3	Kronfeld	30. VII. 1929	w *Cu-congestus*	2,4	2200	26
4	Mayer	27. VII. 1932	„	9,5	1300	$2^1/_2$
5	„	28. VII. 1932	„	4,9	1400	6
6	Bedau	24. VIII. 1930	„	5,1	900	$3^1/_2$

szybkości pionowe niż nazewnątrz nich lub pod niemi. O wartościach szybkości pionowych mogących się zdarzyć w *Cunb* orjentuje tabl. III, zaczerpnięta z Gregg'a (5).

Z wyjątkiem zestawień nr. 1 i 2 tej tabl., które odnoszą się do prądów mierzonych poza obłokami, reszta mów, wyliczyłem szybkości wznoszenia się szybowców a dodając do każdej z nich $V_v = +1,0$ *m* na sek., jako przeciętną prędkość opadania szybowca, otrzymałem średnie szybkości prądów wstępujących. Zestawiono je w tabl. IV.

Z tabl. IV. widać, że szybkości prądu wstępującego w wypiętrzonych *Cu* mogą być bardzo znaczne (+9,5 *m* na sek). Ale i przy zwykłych, pogodowych *Cu* można napotkać na znaczne szybkości. Abrial mierzył pod obłokiem *Cu* $V_v = +7\,m$ na sek. Koch (20) w ciągu 8 lotów pod bazą *Cu*, obserwował trzykrotnie szybkości + 4,7, a raz + 5,3 *m* na sek. Z pomiarów jego wynika, że od 0 do 500 *m* poniżej bazy obłoku, V_v wynosi średnio +2,0 *m* na sek. (24 wypadków); prąd opadający u czoła chmury miał maksymalne natężenie —1,3, średnie —0,8 *m* na sek. (8 wypadków). Od 500 do 1000 *m* poniżej bazy obłoku, prąd wstępujący wynosi średnio +1,9 (17 wypadków), prąd opadający —1,3 *m* na sek. (5 wypadków). W Bezmiechowej (14) najsilniejsze prądy wstępujące pod *Cu* wynosiły +5,7 *m* na sek., a około 50% wszystkich ruchów pionowych przypadało w dniach cumulusowych na prądy wstępujące ponad +1,0 *m* na sek.

Procentowa częstość występowania rozmaitych szybkości pionowych zmienia się z wysokością. Wykazałem to na innem miejscu (14) zupełnie dokładnie. Nagół, jak wspomina Fuchs (31), poniżej 60 *m* nad ziemią, większe obszary prądów wstępujących nie mają V_v wyższych, aniżeli +1,0 *m* na sek. W warstwach wyższych zdarzają się nawet przy cichej, pogodowej termice porywy pionowe do 6—8 *m* na sek.; są one jednak ograniczone do bardzo wąskich obszarów.

Można więc zgodzić się z Hirthem (2), który ocenia średnią szybkość prądów wstępujących przy czystej, pogodowej termice na 1,5—2,5 *m* na sek. Obszary prądów o V_v ponad +3,0 *m* na sek. byłyby już bardzo rzadkie. Z obliczeń teorytycznych Georgii'ego (11) wynika, że w naszych rejonach klimatycznych przy zwykłej termice *Cu*, zasięg prądów pionowych nie przenosi 2000 *m* a ich średnie natężenie waha się od +1,8 do +2,0 *m* na sek. Zgadzałoby się to z wszystkiemi wartościami dotychczas obserwowanemi.

W obszarach prądów opadających czyli w studniach, szybkości pionowe są (z przyczyn kilkakrotnie już wymienianych) stosunkowo małe. Fuchs (31) w licznych swoich lotach raz tylko mierzył przy termice szybkość opadania —3,8 *m* na sek. W Bezmiechowej w dwu tylko wypadkach obserwowałem szybkości —4,0 *m* na sek., a średnia V_v w 19 studniach wahała się od —0,6 do —1,0 *m* na sek.

RÉSUMÉ.

Dans le présent article, l'auteur rend compte des données concernant la „thermique", se basant sur les recherches des auteurs cités et sur ses observations propres. Les méthodes et les moyens employés dans les mesures des courants verticaux et leurs relations avec les gradients de la température, sont renseignés dans les deux premiers paragraphes. Concernant le *Cu*, l'auteur résume les explications données par divers auteurs, relativement aux températures basses à l'intérieur des masses nuageuses, ainsi que des courants sous les nuages (fig. 2). La fig. 1 représente la vie du *Cu*. L'auteur a pu disposer de nombreuses données concernant les surfaces d'origine des cheminées et des dimensions des cheminées et des puits. Les fig. 3 à 5 donnent des exemples de la forme des cheminées. On a également pu confirmer le fait, que la durée le plus fréquemment citée des pulsations des courants ascendants est 10 à 14 et 20 à 24 minutes. La fig. 6 renseigne des exemples du rythme de la variation d'altitude des sommets des *Cu* et la fig. 7 de même pour le *Stcu-cumulogenitus*. A la fin l'auteur indique les grandeures des vitesses des courants verticaux observés dans le *Cunb*, *Cu* et dans l'atmosphère sans nuages.

Literatura.

1. E. Bachem: Die Praxis des Leistungs-Segelfliegens. Verl. Volckmann, Berlin — Charlottenburg 1932.

2. W. Hirth: Die hohe Schule des Segelfluges. Verl. Klasing u. Co. GMBH., Berlin 1933.

3. A. Baldit: Météorologie du relief terrestre. Edit. Gauthier—Villars, Paris 1929.

4. W. Georgii: Flugmeteorologie. Akad. Verlagsgesell. MBH., Leipzig 1927.

5. W. R. Gregg: Aeronautical Meteorology. The Ronald Press Company, New York 1930.

6. A. Wegener: Thermodynamik der Atmosphäre. Verl. von J. A. Barth, Leipzig 1928.

7. H. v. Ficker: Bemerkungen über den Verlauf von Stromlinien im Gebirge. Tätigkeitsber. d. Preus. Meteor. Institut, 1924. Berlin 1925.

8. P. Idrac: Études sur les conditions d'ascendance du vent favorable au vol à voile. Memorial de l'Off. Nat. Météor. de France, No 7. Paris 1923.

9. P. Idrac: Études expérimentales sur le vol à voile. Libr. Vivien, Paris 1931.

10. M. A. Giblett: The structure of wind over level country. Geophysical Memoirs of Meteor. Off., No 54. London 1932.

11. W. Georgii: Zukunftsfragen des Segelfluges. Zeitschr. f. Flugtechnik u. Motorluftschiffahrt 1933, S. 125.

12. Monthly Weather Review 1919, p. 351.

13. A. Kochański: Niebezpieczeństwo burz dla lotnictwa. Lot Polski 1931, nr. 15—16.

14. A. Kochański: O prądach wstępujących na szybowisku w Bezmiechowej. Komun. Instytutu Geofizyki i Meteor. U. J. K., tom 6, str. 81. Lwów 1933.

15. Veröffentlichungen des Forschungsinstitutes der Rhön-Rossitten-Gesellschaft e. V., Nr. 4 (1931) und nr. 5 (1932). München — Berlin.

16. K. O. Lange: Über Vertikalbewegung der Luft in der freien Atmosphäre. Veröffentl. d. Forschungsinstitutes d. R. R. G., Nr. 5, S. 25. 1932.

17. W. Schüttler u. W. Viereck: Untersuchung der Vertikalbewegung in der freien Atmosphäre usw. Veröffentl. d. Forschungsinstitutes d. R. R. G., Nr. 5, S. 44. 1932.

18. F. Vogel u. L. Lorenz: Untersuchung der Vertikalbewegung in der freien Atmosphäre usw. Veröffentl. d. Forschungsinstitutes d. R. R. G., Nr. 5, S. 70. 1932.

Artykuły w *Beiträge zur Physik der freien Atmosphäre:*

19. H. Hergesell: Die Messung der Vertikalbewegung der Atmosphäre durch Pilotballone. Bd. VI, 1914, S. 187.

20. H. Koch: Aufwindmessungen unter Cumuluswolken. Bd. XIV, 1928, S. 266.

21. W. Kopp: Studien über den Einflus von Dunst- und Wolkenschichten auf die thermische Struktur der Atmosphäre. Bd. XV, 1929, S. 264.

22. T. N. Klado: Einige Resultate der Doppelvisierungen von Pilotballonen auf dem Markhot-Pas bei Novorossiisk. Bd. XVI, 1930, S. 29.

23. W. Peppler: Über starke Vertikalböen in der freien Atmosphäre. Bd. XVI, S. 115.

24. K. O. Lange: Die aerologischen Verhältnisse in Cumulus- und Cumulo-Nimbus-Wolken. Bd. XVI, S. 131.

25. W. Kopp: Über die Möglichkeit, mit den gewöhnlichen aerologischen Hilfsmitteln die Übersättingung der Wolkenluft zu bestimmen. Bd. XVI, S. 173.

26. W. Georgii: Das Flugzeug als aerologisches Forschungsmittel. Bd. XVI, S. 199.

27. P. Mildner, F. Hänsch u. K. Griesbach: Doppelvisierungen von Pilotballonen zur Untersuchung von Turbulenz und Vertikalbewegungen in der Atmosphäre. Bd. XVII, 1931, S. 181.

28. W. K o r t e : Messungen der Vertikalbewegungen der Atmosphäre durch Pilotballone. Bd. XVII, S. 278.

29. W. G e o r g i i : Das Segelflugzeug als aerologisches Forschungsmittel. Bd. XVII, S. 294.

30. P. M i l d n e r: Über die Turbulenz des Windes beobachtet mit Hilfe von doppelt und einfach visierten Pilotballonen. Bd. XX, 1933, S. 114.

31. O. F u c h s : Bodenwasser und thermische Konvektion. Bd. XX, S. 174.

32. W. K o p p : Merkwürdige dynamische Vorgänge bei benachbarten stationären Cumuli. Bd. XX, S. 281.

33. W. P e p p l e r : Über Temperatur und Feuchtigkeit in der freien Atmosphäre an Gewittertagen. Bd. XXI, 1933, S. 121.

34. F. H ö h n d o r f u. R. M a r q u a r d t : Thermische Vertikalbewegungen nach Schwebeballon - Vermessungen. Bd. XXI, S. 147.

35. W. E r d b r ü g g e r, R. M a l e t z k e u. E. S t e i n h o f f : Untersuchung thermischer Vertikalbewegungen über der Ebene mittels Segelflugzeug. Bd. XXI, S. 169.

Artykuły w *Meteorologische Zeitschrift:*

36. W. S c h m i d t : Messung der Vertikalgeschwindigkeit an Wolken. 1916, S. 232.

37. W. S c h m i d t : Wird die Atmosphäre durch Konvektion von der Erdoberfläche her erwärmt? 1921, S. 262.

38. F. L i n k e : Zur Vertikalbewegung isolierter Luftmassen. 1928, S. 255.

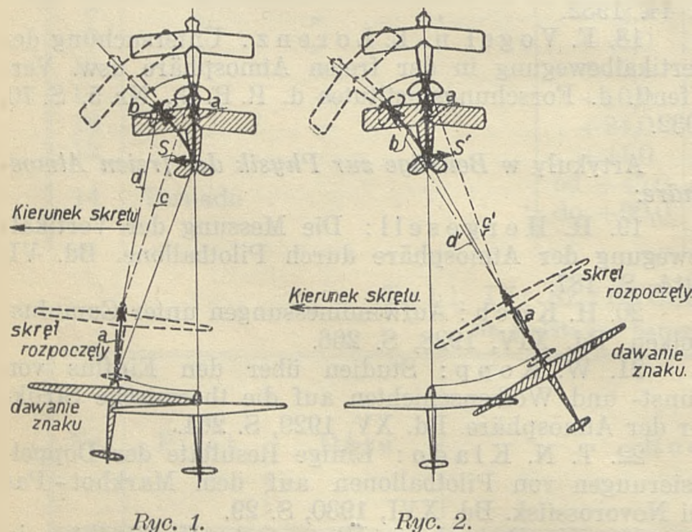
39. J. L e t z m a n n : Cumulus - Pulsationen. 1930, S. 236.

40. P. R a e t h j e n : Zur Thermo - Hydrodynamik der Böen. 1931, S. 11.

W sprawie sygnalizowania w locie wleczonym.

A. Porozumiewanie między pilotem szybowca a pilotem maszyny holującej mogłoby być osiągnięte przy pomocy telefonu. Instalacja jednak telefonu wymagająca stosunkowo skomplikowanej aparatury i sporych kosztów, może mieć cel i uzasadnienia w szkoleniu lotów wleczonych, w większości zaś lotów treningowych i wyczynowych jest zbyteczna. Zawsze natomiast jest potrzebną możność przekazywania do pilota holującego życzeń pilota szybowca co do kierunku lotu i zmiany wysokości lotu.

B. Sposób dotąd używany polega na tem, że pilot szybowca przesuwa się w stronę zamierzonego nowego kierunku, a pilot holujący, zaobserwowawszy ten manewr, rozpoczyna skręt. Ryc. 1 wskazuje, że po wejściu szybowca do wnętrza zamierzonego skrętu i rozpoczęcia skrętu przez motorowca odległość obu maszyn maleje, a zwis linki rośnie.



Ryc. 1. *Ryc. 2.*

Pilot szybowca musi możliwie szybko po rozpoczęciu skrętu przez motorowca najpierw usunąć się w przeciwnym kierunku do zamierzonego skrętu, a potem dopiero skręcać we wskazanym przez siebie kierunku. Wejście do wnętrza zamierzonego wirażu, dla dania znaku, pociąga za sobą skręt dla szybowca o większy kąt i na mniejszym promieniu aniżeli w wypadku skrętu rozpoczętego samodzielnie przez motorowca.

Przy bardzo powolnem postępowaniu i dużej uwadze pilota szybowca obchodzić się może bez szarpnięć. Jeżeli natomiast pilot motorowy rozpocznie skręt szybko, linka prawie zawsze zwiśnie, a pilot szybowca często nie jest nawet w stanie osłabić szarpnięcia oddaniem drążka, jeżeli dzięki większemu zwisowi linki i osłabionemu ciągowi, szybowiec znalazł się tak nisko w stosunku do motorowca, że oddanie takie szarpnęłoby za silnie ogon motorowca w dół.

Całość przy tem manewru, nawet udanego, jest niepotrzebnie skomplikowana. Jest wadą jego, że uniemożliwia trwanie znaku przez czas zmiany kierunku i stąd kąt między starym a nowym kierunkiem zależy od oceny pilota motorowego. Pilot motorowy niezawsze może się domyślić, o co chodzi pilotowi szybowca.

C. Proponuję motodę postępowania następującą (ryc. 2):
Szybowiec na holu usuwa się dla dania znaku do skrętu w takim kierunku, aby ciągnąć maszynę motorową za ogon w zamierzony skręt.

W ten sposób szybowiec porusza się już przy dawaniu znaku na zewnątrz zamierzonego skrętu, przez co zmniejsza kąt tego skrętu, wykonywa już jak gdyby jego część.

Jak wskazuje rysunek, nie ma powodu do zwisu linki i co bardzo ważne, znak może trwać przez cały czas skrętu i w ten sposób kąt skrętu może zależeć od pilota szybowca.

Porównanie kątów zawartych między osiami szybowca i motorowca a linką na ryc. 1 i 2 daje dobre wyobrażenie o poprawności manewru pokazanego na ryc. 2.

D. Rozszerzając to postępowanie na sygnalizowanie zmiany wysokości można przyjąć, że obniżenie szybowca i powodowanie w ten sposób ciągnienia ogona motorowca w dół, oznacza chęć rozpoczęcia wznoszenia, ciągnienie zaś ogona motorowca do góry t. j. podnoszenie szybowca na holu w stosunku do motorowca oznacza schodzenie.

I w tym wypadku położenie szybowca przyjęte dla dania znaku jest korzystne dla przejścia w schodzenie lub wznoszenie. *Inż. Michał Blaicher.*

Odczyty wygłoszone w Sekcji lotn. i samojazd. Pol. Tow. Polit. we Lwowie:

Dnia 9. III. 1934. Prof. Inż. Gustaw M o k r z y c k i z Warszawy: „Komunikacja lotnicza i jej przyszłość".

Cena numeru 2·50 zł. — Roczna prenumerata 10 zł.

Nakładem Polskiego Towarzystwa Politechnicznego we Lwowie. Pierwsza Związkowa Drukarnia we Lwowie, ul. Lindego l. 4.